N° d'ordre :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe MARTIN

TITRE

Étude des réactions (p, d) et (p, α) sur les isotopes pairs du Calcium.

Soutenue le 5 Février 1972, devant la Commission d'examen

JURY

MM. J. YOCCOZ — *Président*

J. VALENTIN
Mme H. LANGEVIN
M J. M. LOISEAUX
— *Examinateurs*

N° d'ordre :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe MARTIN

TITRE

Étude des réactions (p, d) et (p, α) sur les isotopes pairs du Calcium.

Soutenue le 5 Février 1972, devant la Commission d'examen

JURY

MM. J. YOCCOZ	*Président*
J. VALENTIN M^me^ H. LANGEVIN M J. M. LOISEAUX	*Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GERBER Robert	Mathématiques Pures

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544313_0042

MM.	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Phillppe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Phlippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
	BRIERE Georges	Physique expérimentale

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT D)
	ROUGEMONT (DE) Jacques	Neuro-Chirurgie
	SHAN Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine Interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 16 Novembre 1971

ETUDE DES REACTIONS (p,d) & (p,α) SUR LES ISOTOPES PAIRS DU CALCIUM

Philippe MARTIN

7 février 1972

Résumé :

Les réactions (p,d) ont été étudiées à 40 MeV et les réactions (p,α) à 56.6 MeV sur les noyaux de calcium 40, 42, 44 et 48. L'objectif de cette étude est de permettre une comparaison détaillée des propriétés des différents noyaux de calcium et de potassium. Dans cet esprit, la mesure des sections efficaces et l'analyse en DWBA ont été conduites de façon aussi systématique que possible.

Après avoir décrit le dispositif expérimental, nous présentons la méthode d'analyse des réactions (p,d) et (p,α). Le facteur de forme utilisé dans la méthode de la DWBA est discuté dans le cas des réactions de simple transfert. La prescription dite de "l'énergie de liaison effective" est adoptée. Pour les réactions (p,α) nous utilisons un modèle de cluster dans le calcul du facteur de forme. A partir d'hypothèses simples, les sections efficaces relatives sont évaluées dans le cadre du modèle en couche.

Les résultats de chaque réaction (p,d) sont présentés et discutés séparément puis globalement. De nombreux niveaux analogues nouveaux sont mis en évidence permettant de faire des suggestions concernant les isotopes impairs du potassium, en particulier le ^{47}K. Les règles de somme sont bien vérifiées pour les niveaux $\frac{7}{2}^-$, $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{1}{2}^+$ sauf dans le ^{43}Ca où la fragmentation maximum de ces niveaux conduit à des intensités totales observées inférieures aux valeurs attendues.

Chaque réaction (p,α) est discutée par comparaison avec les réactions de simple transfert aboutissant au même noyau final. Il est possible d'en conclure que le mécanisme prépondérant des réactions

(p,α) à 56.6 MeV est le pick up de trois particules. Cette conclusion est renforcée par la comparaison des réactions (p,α) entre elles et le succès des prédictions faites à partir d'hypothèses simples. Des niveaux analogues sont également observés, permettant la détermination des différences d'énergie coulombienne. La dépendance en J des distributions angulaires permet de lever l'ambiguité de spin dans les transitions L = 2.

TABLE DES MATIERES

Pages

I - INTRODUCTION 1

II - METHODE EXPERIMENTALE 3

III - METHODE D'ANALYSE AVEC LA DWBA 5

A - Réactions (p,d) 5

1. Règles de sélections 5
2. Section efficace et facteur spectroscopique 5
3. Facteur de forme 7
4. Paramètres optiques 12

B - Réactions (p,α) 14

1. Mécanisme 14
2. Formalisme du pick up 15

a) règles de sélection 15
b) section efficace 15
c) facteur de forme 16
d) paramètres optiques 17
e) facteur spectroscopique 18

IV - DISCUSSION DES RESULTATS 22

A - Réactions (p,d) 22

1. ^{40}Ca (p,d) ^{39}Ca 23
2. ^{42}Ca (p,d) ^{41}Ca 24
3. ^{44}Ca (p,d) ^{43}Ca 26
4. ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca 28
5. Règles de somme 31

B - Réactions (p,α) 34

1. ^{40}Ca (p,α) ^{37}K 34
2. ^{42}Ca (p,α) ^{39}K 37
3. ^{44}Ca (p,α) ^{41}K 38
4. ^{48}Ca (p,α) ^{45}K 39
5. Comparaison et mécanisme 41

V - CONCLUSION 44

REFERENCES 46

I - INTRODUCTION

Les isotopes du Calcium sont particulièrement simples dans une représentation du modèle en couche : le ^{40}Ca est doublement magique avec la couche sd fermée en neutrons et en protons, et l'isotope stable le plus lourd a la couche 1 f $\frac{7}{2}$ fermée en neutrons. Ceci explique pourquoi les noyaux de Calcium, ainsi que leurs voisins immédiats : Potassium et Scandium, ont été et sont encore étudiés de façon répétée expérimentalement et théoriquement.

Il n'est plus nécessaire de souligner l'importance des réactions directes pour la spectroscopie des noyaux, et l'analyse des résultats dans le cadre de la DWBA connaît un tel succès qu'on oublie, on ignore volontairement, les approximations qu'elle implique.

Ces approximations ont pour conséquence que les valeurs absolues des facteurs spectroscopiques ne sont pas très précises et peuvent devenir très peu significatives quand il s'agit de niveaux peu excités ou ayant une énergie d'excitation très élevée. Cependant, une étude systématique faite sur un ensemble de noyaux permet d'obtenir de nombreux renseignements sur l'évolution de la structure nucléaire dans ces noyaux.

Les réactions de stripping, avec leur Q de réaction très positif, restent l'apanage des accélérateurs du type tandem, alors que des machines accélérant les particules à de plus hautes énergies sont nécessaires pour les réactions de pick up. Le cyclotron de Grenoble est un outil très adapté pour ce genre d'expérience car il peut accélérer les protons à plus de 50 MeV, et on a pu atteindre une résolution globale inférieure à 100 keV sur les deutons détectés après la réaction.

Nous avons fait une étude systématique des réactions (p,d) à 40 MeV et (p,α) à 56.6 MeV sur les isotopes ^{40}Ca, ^{42}Ca, ^{44}Ca, ^{48}Ca. Outre le fondamental, les réactions (p,d) mettent en évidence les niveaux de parité positive caractérisés par des trous de neutrons dans la couche (sd), et également les niveaux de parité négative caractérisés par un pick up dans la couche fp, c'est-à-dire dans les composantes non sphériques de la cible. Les facteurs spectroscopiques peuvent être

comparés aux valeurs obtenues à partir des fonctions d'onde calculées avec divers modèles.

L'énergie incidente élevée nous a permis de rechercher les niveaux jusqu'à environ 20 MeV d'énergie d'excitation et donc d'observer les états analogues des niveaux des noyaux de Potassium. Cette méthode indirecte revient donc en fait à compléter les résultats obtenus par d'autres dans les réactions de pick up d'un proton comme (d, ^{3}He).

La spectroscopie des Potassium est aussi abordée avec les réactions (p,α). Le fait que l'énergie incidente soit élevée laisse supposer que le mécanisme est essentiellement le pick up, ce qui sera confirmé par notre analyse. Les calculs avec la DWBA ont permis de reproduire la forme des distributions angulaires mais n'ont pas fourni de facteurs spectroscopiques. Les résultats quantitatifs sont donc utiles seulement à titre indicatif.

II - METHODE EXPERIMENTALE

Nous avons utilisé les faisceaux de protons de 40 et 56.6 MeV du cyclotron à énergie variable de Grenoble. Après une analyse grossière par déflection à 45°, le faisceau était dirigé sur la cible suivant la figure 1, et arrêté dans un cylindre de Faraday. L'intensité sur la cible était de 100 à 200 nA à 40 MeV et a atteint jusqu'à 600 nA à 56.6 MeV.

La chambre à diffusion ainsi que les techniques d'acquisition et de traitement des données ont été décrites en détail par ailleurs [1] [2].

La cible de ^{40}Ca était du calcium naturel et les cibles de ^{42}Ca, ^{44}Ca et ^{48}Ca faites à partir d'isotopes enrichis. La contamination en ^{40}Ca était respectivement 5 %, 4 % et 3 %. Les cibles étaient auto-porteuses, obtenues par laminage du métal sous atmosphère d'argon. L'épaisseur a été mesurée en prélevant sur la cible un échantillon de 1 cm^2 autour de la trace du faisceau. Le calcium a ensuite été dosé par absorption des raies du calcium dans un spectre de flamme. Cette mesure est précise à $\pm$ 1 %.

Les particules issues de la cible étaient détectées avec un télescope de 3 jonctions ΔE, E, $\bar{E}$, respectivement de 200 µm, 3 mm et 500 µm. Les impulsions provenant des détecteurs étaient traitées et analysées comme indiqué sur la figure 2, l'identification étant faite suivant la méthode de Goulding. Dans les réactions (p,α) les particules α étaient soit identifiées, soit détectées dans un seul compteur E de 2 mm d'épaisseur, avec un compteur d'anticoïncidence $\bar{E}$. La résolution globale était de 65 à 120 keV pour les deutons et de 120 à 150 keV pour les α .

Un signal dont le taux de répétition était proportionnel à l'intensité du faisceau (par exemple $\propto$ taux de comptage ΔE) déclenchait un générateur simulant à l'entrée des préamplificateurs les signaux ΔE et E d'un deuton. Les pertes de comptage étaient obtenues directement en comparant le nombre de déclenchements et le nombre de deutons fictifs stockés dans le bloc mémoire.

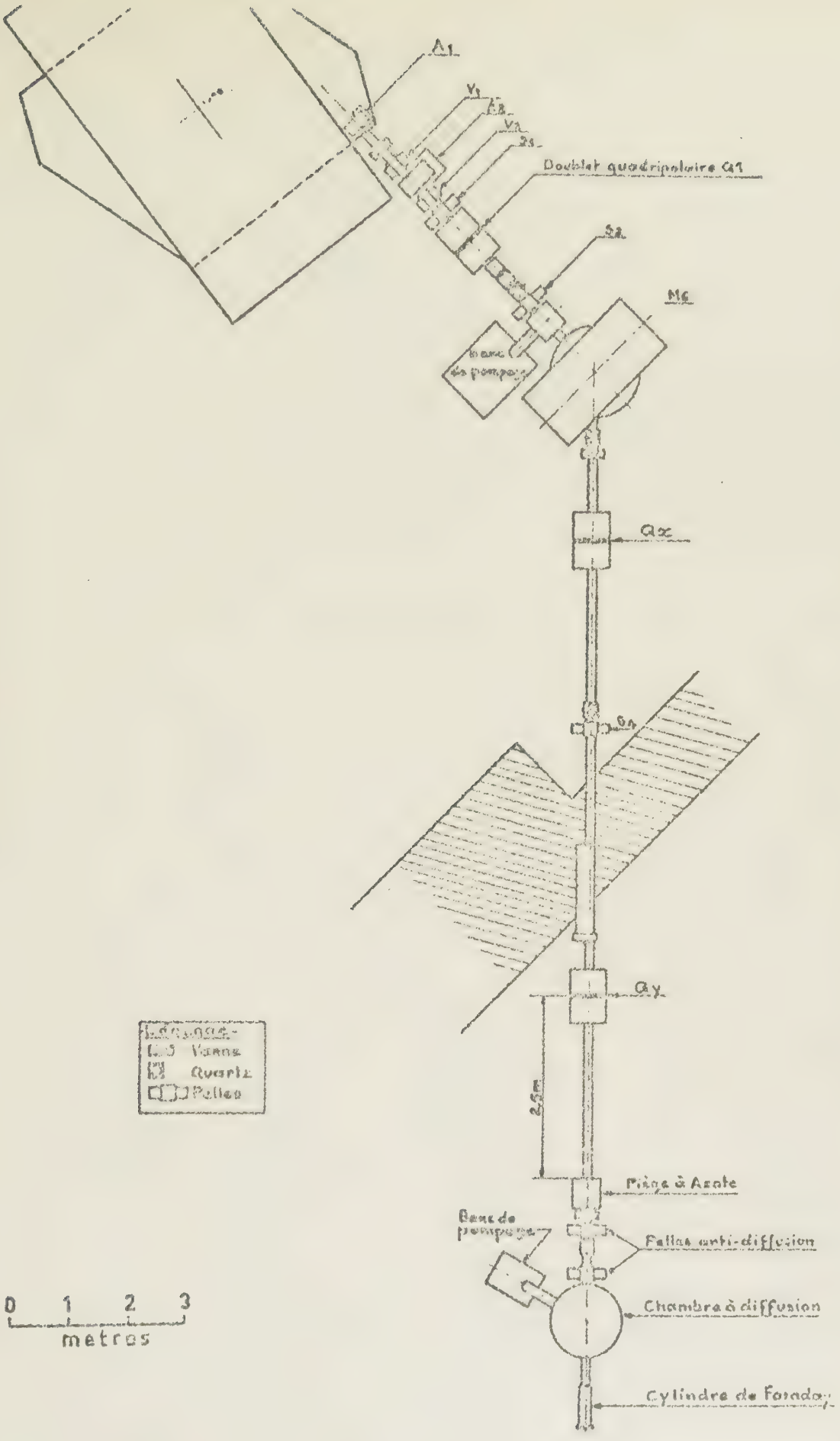


Fig. 1 - Voie de faisceau utilisée dans nos expériences. Le faisceau est dispersé par l'aimant M6 et analysé en énergie sur la fente S4.

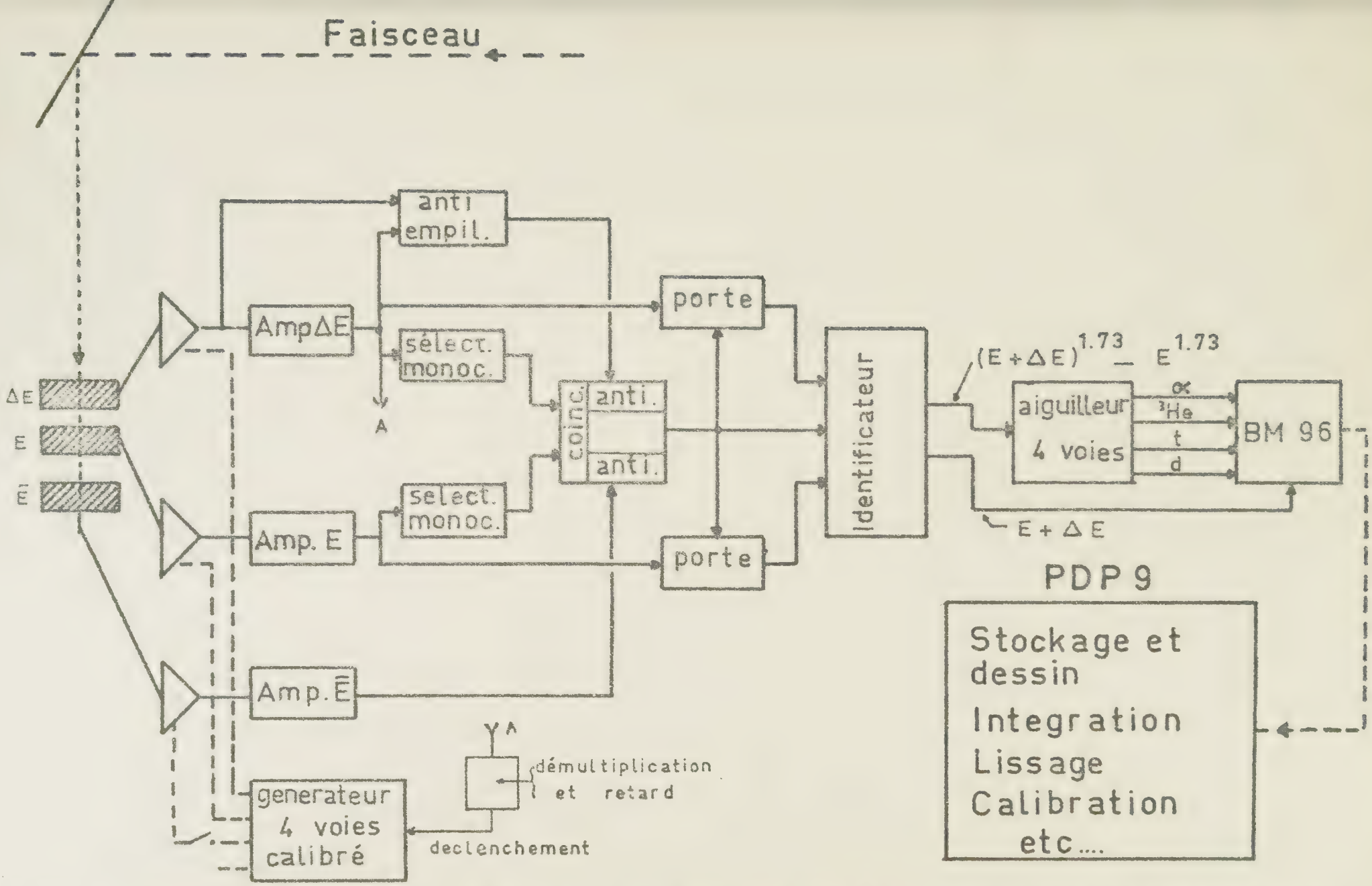


FIGURE 2 - Schéma de l'électronique : les particules sont détectées dans le télescope [ΔE - E - Ē] puis identifiées. Le signal en énergie est envoyé au convertisseur puis au bloc mémoire en coïncidence avec le signal d'aiguillage.

Les spectres étaient stockés sur BM 96 puis transférés sur PDP 9 et enregistrés sur Dectape. Ils étaient ensuite traités et analysés sur le PDP 9. Un programme permettait en particulier de filtrer les fluctuations de haute fréquence dues à la statistique. Ce programme de lissage, basé sur la fransformée de Fourier d'un spectre discret est décrit en détail dans la référence [2].

III - D.W.B.A.

A - Réactions (p,d)

Le moment angulaire de transfert du neutron, ℓ , peut être déterminé sans aucun calcul, par simple comparaison des formes des distributions angulaires avec d'autres de ℓ connu. Ceci indique dans quelle orbitale le neutron a été pris, mais l'information quantitative ne peut être donnée que par le facteur spectroscopique, calculé par exemple avec la DWBA. Cette méthode a fait l'objet de nombreuses publications très détaillées [3].

1) Règles de sélection

Dans le cas particulier des réactions (p,d) sur des cibles $J^{\pi} = 0^{+}$, les règles de sélection sont extrêmement simples. Le pick up d'un neutron dans une orbitale (ℓ , j) signifie que le moment orbital transféré est ℓ et que le moment total transféré est j. On a donc la règle très simple :

$$J_{final} = j = \ell \pm \frac{1}{2}$$

$$\pi_{final} = (-)^{\ell}$$

L'isospin transféré étant $\frac{1}{2}$, on a tout simplement :

$$T_{final} = T_{initial} \pm \frac{1}{2}$$

2) Section efficace

Pour les réactions (p,d) sur les calcium, elle peut s'écrire de façon condensée :

$$\frac{d\sigma}{dr} \sim C^2 \, S \, (\ell,j) \sum_{m} \left(B^{m}_{\ell j}\right)^2$$

où C dépend de l'isospin final, S caractérise le recouvrement de la cible et du noyau final pour un pick up dans la couche (ℓ,j), et où $B^{m}_{\ell j}$ contient le facteur de forme dont nous reparlerons en détail.

Dans la suite l'indice A se rapportera à la cible et l'indice B au noyau final.

a) C^2 est un coefficient de poids statistique d'isospin. Il est égal à 1 pour la transition vers le fondamental. Pour les niveaux excités on a : $C = \langle T_A \; T_{z_A} \; t \; t_z \mid T_B \; T_{z_B} \rangle$, où $t = \frac{1}{2}$ est l'isospin transféré.

On peut atteindre deux séries de niveaux dans le noyau final : les niveaux tels que $T_B = T_A + \frac{1}{2}$ ou $T_>$, et ceux tels que $T_B = T_A - \frac{1}{2}$, ou $T_<$.

Les niveaux $T_<$ sont les niveaux de plus basse énergie, appelés aussi antianalogues, par opposition aux niveaux $T_>$ qui sont les analogues du noyau ayant $T_z = T_A + \frac{1}{2}$.

b) $S(\ell, j)$ est le facteur spectroscopique pour un pick up dans la couche (ℓ, j) :

$$S(\ell, j) = n \left| \langle \Psi_{J_B} \otimes \Psi_{\ell j} \mid \Psi_{J_A} \rangle \right|^2$$

où n est le nombre de particules présentes sur la couche (ℓ, j) dans le noyau cible.

La quantité C^2S peut être évaluée simplement dans le cadre du modèle en couche :

1er cas : Le pick up a lieu dans l'excès de neutrons en nombre n, le reste du noyau étant couplé à $I = T = 0$.

$$\Rightarrow \quad S = n \left[j^{n-1} \; J_B, j \; ; \; J_A \mid\mid j^n \; J_A \right]^2$$

où $[\;]$ est un coefficient de parentage fractionnel.

2ème cas : Le pick up a lieu dans la couche $(\ell_2 \; j_2)$ où $j_2^{n_2} = J_2$, le reste du noyau étant constitué d'une couche incomplète (ℓ, j_1) avec $j_1^{n_1} = J_1$ et d'un coeur avec $I = T = 0$.

$$C^2S = n_2 \langle T_B \; T_{z_B} \; \tfrac{1}{2} \; \tfrac{1}{2} \mid T_A \; T_{z_A} \rangle^2 \begin{Bmatrix} J_{2B} & J_1 & I_B \\ I_A & j_2 & J_2 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} T_{2B} & T_1 & T_B \\ T_A & \frac{1}{2} & T_2 \end{Bmatrix}^2$$

$$(2J_B + 1)(2J_2 + 1)(2T_B + 1)(2T_2 + 1) \left[j_2^{n_2 - 1} \; (J_{2B} \; T_{2B}) j_2 ; J_2 \; T_2 \mid\mid j_2^{n_2} \; J_2 \; T_2 \right]^2$$

Dans la pratique le niveau fondamental de la cible et le niveau atteint dans le noyau final sont représentés par des mélanges de configurations :

$$\Psi_{\text{cible}} = \sum_i \alpha_i \Psi_i$$

$$\Psi_{\text{noyau final}} = \sum_f \alpha_f \Psi_f$$

et on aura donc, en général :

$$S = \left[\sum_{if} \alpha_i \alpha_f S_{if}^{1/2} \right]^2$$

Les différents facteurs S_{if} correspondent tous au même pick up d'une particule dans la couche (ℓ, j), ce qui n'est pas le cas pour des cibles de spin demi-entier.

c) $B^n_{\ell j}$ est une amplitude de diffusion calculée avec l'approximation de portée nulle :

$$B^n_{\ell j} = \int \Psi_d^{(-)*} \; \phi^{m*}_{\ell j} \; \Psi_p^{(+)}$$

où les Ψ sont les ondes distordues de la voie d'entrée et de la voie de sortie, et où $\phi^m_{\ell j}$ est interprétée comme la fonction d'onde du neutron pris dans la cible. Nous y reviendrons dans le prochain paragraphe.

Nous avons appliqué à $\phi^n_{\ell j}$ le facteur correctif venant de l'approximation de portée finie, avec le paramètre R = .62 fm.

Ψ_p, Ψ_d et ϕ étant calculés avec des potentiels locaux, des facteurs correctifs pour l'approximation du potentiel non local ont été appliqués avec comme valeur du paramètre β :

$$\beta(n) = \beta(p) = .85 \text{ fm}$$
$$\beta(d) = .54 \text{ fm}$$

3) Facteur de forme

a) Méthode de calcul conventionnelle et inconvénients :

La fonction $\phi^m_{\ell j}(\vec{r}_n)$ est de la forme :

$$\phi^m_{\ell j}(\vec{r}_n) = u_{\ell j}(r_n) \, Y^m_\ell(\theta)$$

où $u_{\ell j}(r_n)$ est interprété comme la fonction d'onde radiale du neutron pris dans le noyau cible. On utilise pour le calcul un potentiel

de Woods-Saxon de la forme :

$$V_n = V_o f(r)$$

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_o A^{1/3}}{a_o}\right)\right]^{-1}$$

où $r_o = 1.25$ fm

$a_o = .65$ fm

On y inclut habituellement un potentiel de spin-orbite de surface d'environ 7 MeV de profondeur, soit 25 fois le terme de Thomas. L'énergie de liaison se calcule ainsi :

$$B_n = Q(\gamma, n) - E_{exc.}$$

A une certaine distance R_n où l'on considère que $V_n(r)$ est suffisamment petit, on raccorde cette fonction à une fonction de Hankel. Ceci est réalisé en ajustant le paramètre V_o.

Cette méthode dite de "l'énergie de séparation" est une approximation. Cette énergie est en fait une moyenne sur tous les bilans correspondant à l'arrachement d'une particule dans les diverses configurations constituant la cible pour aboutir à un état final donné, lui-même complexe. Ces mélanges de configurations donnent lieu à deux effets :

- il est possible d'extraire une particule d'une couche théoriquement vide, par exemple un neutron 2 p $\frac{3}{2}$ d'une cible de ^{40}Ca. Il est certain qu'un neutron 2 p $\frac{3}{2}$ est moins lié qu'un neutron 2 s $\frac{1}{2}$, mais la méthode de l'énergie de séparation a pour seul critère le bilan d'énergie global.
- il existe plusieurs transitions correspondant à un pick up (ℓ, j). Si ce pick up a lieu dans la même configuration de la cible pour chaque état final de la série, il paraîtrait normal d'affecter au neutron arraché toujours la même énergie de liaison, mais la méthode de l'énergie de séparation a pour seul critère le bilan d'énergie global.

Malgré ces insuffisances, cette méthode est la plus couramment utilisée car on est alors certain que la fonction d'onde de la particule arrachée a la forme requise à l'extérieur du noyau, en

$$\exp\left[-\sqrt{2m|B_n|/\hbar^2}\ r\right]$$

La forme est préservée, mais il est certain dans de nombreux cas que la normalisation est inexacte puisqu'à l'intérieur du noyau la forme n'est plus correcte. Il est possible d'obtenir des facteurs spectroscopiques surévalués d'un facteur 5 dans le cas de pick up dans une couche en principe vide. Ce facteur peut être de 2 ou 3 dans le cas des analogues [4].

b) Autres méthodes

Pour remédier à ces inconvénients, une première solution est de modifier l'énergie de liaison B_n. C'est la méthode dite de "l'énergie de liaison effective" [4][5]. Cette énergie de liaison effective est l'énergie d'une particule dans le modèle en couche pur, ou du moins une bonne approximation de cette énergie. Suivant cette méthode, on accepte délibérément d'altérer la forme de la décroissance de la fonction d'onde, ce qui est faux en principe, mais les résultats jusqu'à présent se sont toujours montrés beaucoup plus réalistes.

Cette deuxième méthode étant aussi peu satisfaisante que la première puisque la fonction d'onde n'a pas la décroissance correcte, des calculs plus sophistiqués ont été faits pour construire ce facteur de forme en tenant compte de la structure du noyau [6][7]. Les formalismes utilisés au départ dans les nombreuses tentatives de calcul jusqu'à ce jour sont parfois très différents, mais ils se ramènent, en général, à la résolution d'une équation exacte de la forme :

$$(B_n - T)\,\phi_{jn}^{AB}(x) = C \int \Psi_A^*(\xi, x)\, \mathcal{V}(\xi, x)\, \Psi_B(\xi)\, d\xi \,.$$

où B_n = énergie de liaison vraie
T = opérateur d'énergie cinétique
ϕ = fonction d'onde totale de la particule ayant les coordonnées x
C = coefficient de couplage de moment angulaire
Ψ_A et Ψ_B = fonctions d'onde des noyaux initial et final
$\mathcal{V}$ = interaction de la particule en x avec les autres particules de B (de coordonnées ξ).

Pour permettre une évaluation de ϕ, des approximations sont nécessaires et la première consiste à prendre le modèle à particule indépendante. On sépare donc $\mathcal{V}$ en deux termes : U_j^c qui est le potentiel

entre la particule liée et le coeur constitué par les couches fermées, et V_n qui caractérise l'interaction résiduelle et dont la définition dépendra du type d'interaction envisagé, par exemple une interaction à deux corps s'il s'agit d'une configuration j^2 ou un potentiel d'isospin si on veut traiter la fragmentation analogue-antianalogue.

La nouvelle équation ainsi déduite peut s'écrire :

$$\left[B_n - T - U_j^c(r)\right] R_j(r) = I^{AB}(r)$$

où $R_j(r)$ est la partie radiale de la fonction d'onde et I^{AB} le terme inhomogène contenant $V_n(r)$.

c) Méthode de Pinkston et Satchler, et comparaison avec la méthode de l'énergie effective

Pinkston et Satchler proposent une façon élégante de simplifier à nouveau cette équation [6]. Le terme $I^{AB}(r)$ est transféré à gauche et considéré comme une correction au terme central $U_j^c(r)$. Ils montrent que cette correction est très souvent un terme de surface et en déduisent qu'il apporte seulement un changement dans la géométrie du potentiel. Ils suggèrent en conséquence de négliger ce terme de correction et de le simuler en faisant varier les paramètres géométriques r_o et a_o du potentiel de Saxon Woods $V_n(r)$. Cette méthode a été appliquée avec succès dans le cas de pick up conduisant à des niveaux analogues dans les chromes [8]. Dans le cas des états analogues et antianalogues, le potentiel devrait avoir la forme suivante :

$$\mathcal{U}_n(r) = U_j^c(r) + \frac{U_1(r)}{2A} \times \begin{cases} T_o - \frac{1}{2} & \text{pour les niveaux } T_< \\ -(T_o + \frac{1}{2}) & \text{pour les niveaux } T_> \end{cases}$$

où T_o = isospin de la cible

et $U_1(r) = 4 V_1 \frac{df(x)}{dx}$.

On remplace $\mathcal{U}_n(r)$ par $U_j^c(r')$ où r' dépend du nouveau rayon

$$R' = R + \Delta R$$

On a donc $U_j^c(r') \equiv V_o f(r - R + \Delta R)$

$$= V_o f(r) + \Delta R V_o \frac{d}{dR} f(r-R)$$

Après identification avec $\mathcal{U}_n(r)$, on obtient :

$$\Delta R\ (T_<) = -\frac{4\ a_o\ V_1}{A\ V_o}\quad \frac{T_<}{2}$$

$$\Delta R\ (T_>) = \frac{4\ a_o\ V_1}{A\ V_o}\quad \frac{T_>}{2}$$

soit : $$\frac{\Delta R\ (T_<)}{\Delta R\ (T_>)} = -\frac{T_<}{T_>}$$

La méthode revient donc à conserver a_o constant et à diminuer r_o pour les niveaux $T_<$ ou l'augmenter pour les niveaux $T_>$ en conservant V_o constant. Nous l'avons appliquée au calcul des facteurs spectroscopiques des transitions vers les niveaux $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ et $\frac{3}{2}^+$ dans les noyaux ^{41}Ca, ^{43}Ca, ^{47}Ca.

Les calculs ont également été faits en utilisant la méthode de l'énergie de liaison effective, décrite ci-dessous, dont les résultats sont comparés avec ceux de la méthode de Pinkston et Satchler dans la figure 3 pour les distributions angulaires, dans le tableau 1 pour les facteurs spectroscopiques. On peut constater que les facteurs spectroscopiques n'accusent pas de différences dramatiques, l'accord est même parfois excellent. Les formes des distributions angulaires sont très voisines, la plus grande différence intervenant dans le Ca^{48} où un déphasage notable apparaît dû au grand ΔR utilisé.

Dans le cas du potentiel d'isospin, il est possible d'évaluer le ΔR équivalent sans ambiguité, mais il n'en est pas de même dans les autres cas où le seul critère semble être que la variation de R ait lieu dans des limites raisonnables. C'est pourquoi, tout en sachant que la forme exacte de la fonction d'onde à l'extérieur du noyau n'est pas exacte, nous avons préféré adopter l'énergie de liaison effective. Les résultats doivent être utilisés avec précaution, mais certainement avec plus de confiance que ceux obtenus par la méthode de l'énergie de séparation.

d) Calcul des énergies de liaison effectives

- Nous avons supposé que toute l'intensité $\frac{1}{2}^+$ et l'intensité $\frac{3}{2}^+$ étaient observées dans les réactions. Les énergies effectives correspondantes ont été calculées en faisant une moyenne pondérée avec les facteurs

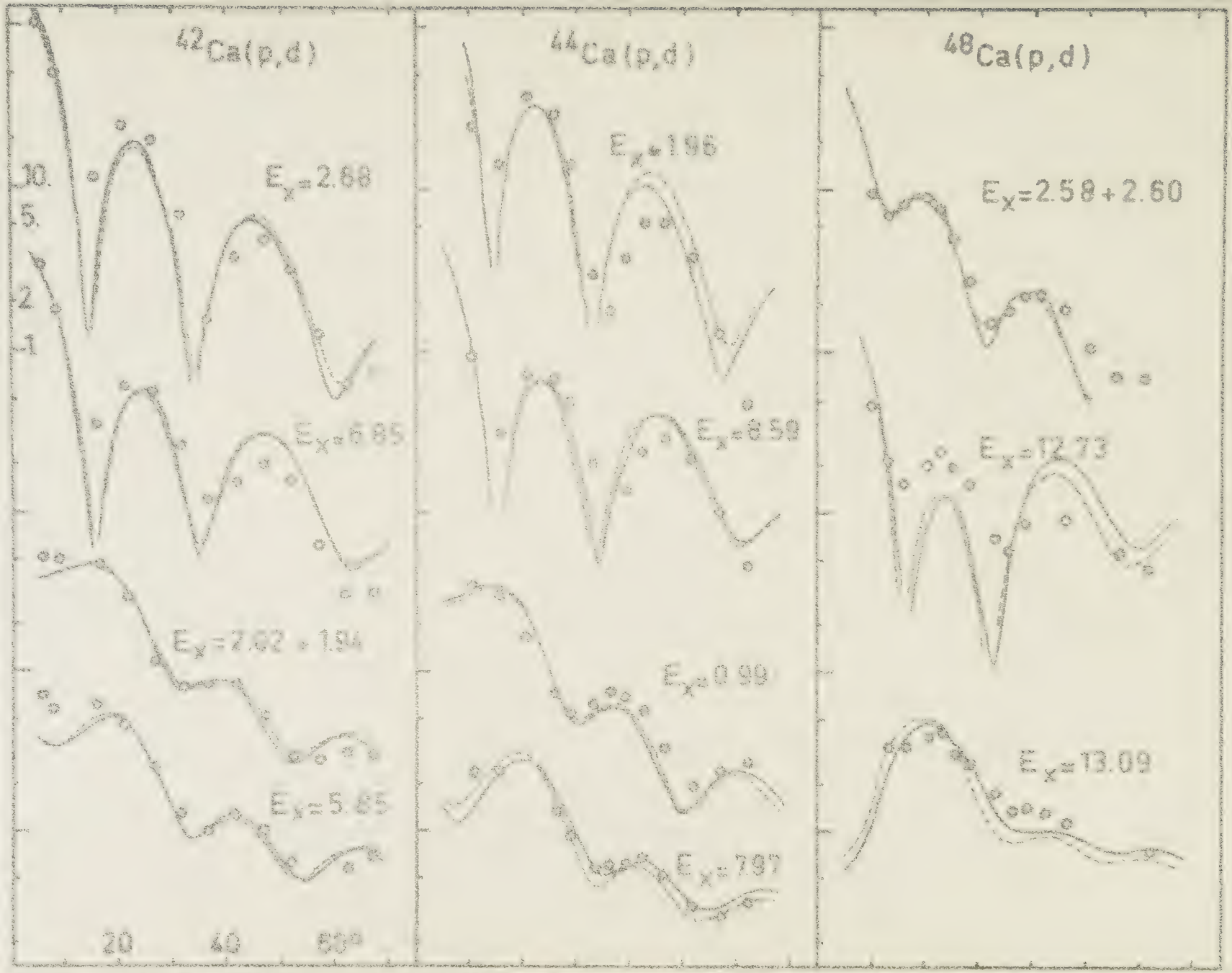


Figure 1 : Comparaison des distributions angulaires pour les niveaux γ_1 et γ_2 de spins $1/2^-$ et $3/2^+$ calculées avec la méthode de Distorsion Adiabatique (courbes en traits pleins) et de Distorsion Normale (courbes pointillées).

noyau final	J^{π}	E_x(MeV)	E_b(MeV) [a]	r_o(fm)	V_o(MeV)	C^2S (PS) [b]	C^2S (EBE) [c]	C^2S (Th.) [d]
^{41}Ca	$3/2^+$	2.02	- 13.51	1.225	51.79	2.8	3.0	2.66
	$3/2^+$	5.85	- 17.34	1.319	51.58	1.22	0.97	1.33
	$1/2^+$	2.68	- 14.17	1.22	51.72	0.55	0.70	1.33
	$1/2^+$	6.85	- 18.34	1.34	51.78	0.35	0.35	0.66
^{43}Ca	$3/2^+$	0.99	- 12.13	1.187	50.97	2.4	2.4	3.2
	$3/2^+$	7.97	- 19.11	1.355	50.97	0.33	0.31	0.8
	$1/2^+$	1.96	- 13.10	1.178	51.33	1.43	1.	1.6
	$1/2^+$	8.59	- 19.73	1.37	51.40	0.16	0.15	0.4
^{47}Ca	$3/2^+$	2.58	- 12.52	1.14	52.41	4.5	3.6	3.56
	$3/2^+$	13.09	- 23.03	1.39	52.40	0.25	0.18	0.44
	$1/2^+$	2.60	- 12.54	1.117	51.97	2.2	1.8	1.78
	$1/2^+$	12.73	- 22.67	1.421	51.84	0.15	0.10	0.22

TABLEAU 1 - Résultats du calcul avec la méthode de Pinkston et Satchler.

a) Energie de liaison vraie.
b) Résultat de la méthode de Pinkston et Satchler.
c) Résultat de la méthode de l'énergie de liaison effective.
d) Facteur spectroscopique du modèle en couche pur.

spectroscopiques existants, ou avec les coefficients d'isospin $< T_i\ T_{zi},\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2} \mid T_f\ T_{zf} >^2$ dans le cas des niveaux $T_>$ et $T_<$.

. Le choix de l'énergie de liaison effective pour les particules de l'orbite $1\,d\,\frac{5}{2}$ est plus difficile. On n'observe en effet au maximum que 50 % environ de l'intensité $\frac{5^+}{2}$, et ceci seulement dans la réaction ^{40}Ca (p,d). Considérant l'écart entre ces niveaux et les niveaux $\frac{1^+}{2}$ et $\frac{3^+}{2}$ dans le ^{39}Ca, l'énergie de liaison choisie pour les particules $1\,d\,\frac{5}{2}$ est 3.5 MeV plus forte que celle des particules $2\,s\,\frac{1}{2}$ dans le calcium 40. Pour les autres isotopes la différence d'énergie entre les deux orbitales a été fixée à 3.0 MeV.

. Pour les niveaux de la couche (fp) que l'on ne peut pas atteindre en principe par une réaction de pick up, l'énergie de liaison a été fixée à une valeur plus faible que celle des niveaux trous, la différence étant donnée par les résultats des réactions de stripping [9].

Les énergies de liaison ainsi déterminées sont présentées dans le tableau qui suit :

orbite \ cible	^{40}Ca	^{42}Ca	^{44}Ca	^{48}Ca
$\ell = 1,\ 2p_{3/2}$	- 9.5	- 9.5	- 9.0	- 8.0
$\ell = 3,\ 1f_{7/2}$	- 11.5	- 11.5	- 11.14	- 9.94
$\ell = 2,\ 1d_{3/2}$	- 15.62	- 14,8	- 13.7	- 14.0
$\ell = 0,\ 2s_{1/2}$	- 18.1	- 16.0	- 14.5	- 14.0
$\ell = 2.\ 1d_{5/2}$	- 21.6	- 19.0	- 17.5	- 17.0

4) Paramètres optiques

Le facteur spectroscopique est peu sensible au choix des paramètres optiques. Le choix est plutôt conditionné par la forme des distributions angulaires. L'ensemble des paramètres est représenté dans le tableau suivant :

	cible	V_o (MeV)	W_o (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	V_s (MeV)	r'_o (fm)	a' (fm)	W_D (MeV)	r_s (fm)	a_s (fm)	r_c (fm)
Protons ref. [9]	^{40}Ca	43.4	4.8	1.16	0.75	6.04	1.37	0.42	2.20	1.064	0.738	1.25
	^{42}Ca	44.7	4.8	1.16	0.75	6.04	1.37	0.47	2.93	1.064	0.738	1.25
	^{44}Ca	45.8	4.8	1.16	0.75	6.04	1.37	0.51	3.60	1.064	0.738	1.25
	^{46}Ca	47.2	4.8	1.16	0.75	6.04	1.37	0.59	4.78	1.064	0.738	1.25
deutons [10]		101.03		1.063	0.9284		1.416	0.5286	19.41			1.30

Les paramètres de protons ont été calculés à partir du potentiel global de Menet et al [10]. Ce potentiel a été obtenu à partir de la section efficace élastique, la polarisation et la section efficace de réaction, de 20 à 60 MeV, sur un grand nombre de noyaux allant de ^{12}C à ^{208}Pb.

Les paramètres de deutons sont ceux de Gaillard et al [11], obtenus à partir de la diffusion élastique des deutons de 28 MeV sur ^{40}Ca.

Dans l'analyse de la réaction ^{40}Ca (p,d) où le potentiel deutons était celui de Perey, les fits étaient peu satisfaisants [1]. La différence essentielle se trouve dans la profondeur du puits imaginaire, beaucoup plus importante ici. Ceci pourrait être relié à la suggestion de Harvey et Johnson [12] selon laquelle le break up du deuton devrait être pris en compte dans les calculs DWBA. Leurs calculs montrent que cette correction améliore la qualité des fits, et que le même résultat peut être obtenu artificiellement, sans cette correction en employant des potentiels optiques de deutons avec une forte partie imaginaire. Toutefois, Johnson et Soper [13] ne parviennent pas à calculer la distribution angulaire de ^{40}Ca (d,d) à 21.6 MeV de façon satisfaisante en tenant compte du break up du deuton.

B - Réactions (p,α)

L'interprétation des réactions (p,α) pose évidemment plus de problèmes que les réactions (p,d) puisqu'il y a transfert de trois particules. On peut proposer certaines approximations en liaison étroite avec les conditions expérimentales.

1) Mécanisme de la réaction

La cible étant un noyau relativement lourd et l'énergie du faisceau étant supérieure à 50 MeV, nous pouvons penser qu'il n'y aura que peu ou pas de contribution venant de mécanismes tels que "heavy-particule-pick up" ou "heavy-particule knock on", dont on tient habituellement compte dans les réactions sur les noyaux légers. Cette supposition semble correcte car les distributions angulaires sont en général piquées vers l'avant. Il reste maintenant à définir si l'on peut considérer que la réaction procède essentiellement par pick up ou si le knock on intervient lui aussi. Les expériences faites par d'autres auteurs n'ont pas jusqu'à présent apporté de réponse sans ambiguité. Pour les noyaux de masse moyenne, soit entre 20 et 100, le pick up semble être prédominant, même pour une énergie aussi basse que 17.5 MeV [14 - 16]. Suivant Kulisič et Cindro, le knock on serait plus important dans les noyaux avec A > 100 [17]. Le formalisme du pick up a été plusieurs fois développé (voir par exemple réf. [14] et [18]).

Nous pouvons espérer dans notre cas que le mécanisme prédominant sera le pick up d'un "triton", le processus le plus simple consistant en le pick up d'une paire de neutrons couplés à 0 et d'un proton. On devrait donc obtenir des résultats comparables à ceux de (d, He^3). Si le knock on l'emportait, on obtiendrait des spectres plutôt comparables à ceux de (He^3, d) aboutissant au même noyau final.

Il faut malgré tout s'attendre à une modification importante de la forme du spectre, due au mismatch entre la voie d'entrée et la voie de sortie. A la surface du noyau, on a approximativement $\ell_p = 7$ pour $\ell_\alpha = 14$. Les transitions avec des grands moments de transfert seront donc favorisées.

2) Formalisme du pick up

a) Règles de sélection

Dans le cas le plus général, les nucléons sont pris dans les orbites ℓ_1, ℓ_2 et ℓ_3. En explicitant les couplages intermédiaires, on a :

$\ell_1 + \ell_2 = \lambda' + \lambda$ où λ' = moment relatif de 1 par rapport à 2

λ = moment du centre de masse de la paire 1-2.

$\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \lambda' + \Lambda' + \Lambda = L$

où Λ' = moment relatif de 3 par rapport à la paire 1-2

Λ = moment du centre de masse des 3 particules.

Comme dans les réactions de transfert de deux nucléons, on suppose que les 3 particules sont dans l'état s. On a donc :

$$\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \Lambda = L$$

Le spin total transféré étant $S = \frac{1}{2}$, on aura donc un moment total transféré $J = L \pm \frac{1}{2}$.

En partant de la cible 0^+, on aura :

$$I_{final} = J$$
$$\pi_{final} = (-)^L$$

Une interprétation simple du pick up est que le proton est pris dans la couche (LJ) et que les deux neutrons sont pris dans l'état J = 0, d'où l'intérêt des réactions (p,α) pour observer des trous de proton que l'on ne peut atteindre par les réactions de simple transfert. C'est le cas de la réaction $^{40}Ca\ (p,\alpha)\ ^{37}K$.

L'isospin transféré est $T = \frac{1}{2}$, comme dans les réactions (p,d). On peut donc atteindre les niveaux $T_< = T_0 - \frac{1}{2}$ et $T_> = T_0 + \frac{1}{2}$.

b) Section efficace

Comme pour les réactions (p,d) on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{dr} \sim C^2 S(L,J) \sum_M \left(B_{LJ}^M\right)^2$$

où $C^2 S$ est le facteur spectroscopique

B_{LJ}^M est l'amplitude de diffusion contenant la fonction d'onde des trois nucléons piqués ou facteur de forme et les ondes distordues.

c) Facteur de forme

Il peut être calculé essentiellement de deux façons :

- calcul microscopique : ce calcul est basé sur le produit de trois fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Le passage au système du centre de masse fait intervenir des coefficients de Talmi-Moshinsky pour des particules de masse 1 et 2 (voir par exemple réf. [14] et [19]). Ces coefficients, joints au facteur spectroscopique, constituent alors les facteurs de structure, similaires de ceux calculés par Glendenning pour le transfert de deux particules [20]. Le problème de normalisation, qui semble avoir été résolu dans le cas des réactions du type (p,t) [2], reste entier pour les réactions (p,α). La détermination expérimentale de la constante de normalisation est nécessaire pour calculer les facteurs spectroscopiques.

  L'approximation de portée nulle est certainement injustifiée [14] et il est même possible que l'approximation de portée finie soit insuffisante [22].

- calcul global : au lieu de considérer les trois particules séparément on peut les prendre comme un tout et attribuer à ce cluster une fonction d'onde caractérisée par le même nombre de quanta suivant l'équation :

$$2(n_1 + n_2 + n_3) + \ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = 2N + L$$

où N et L sont uniques dans le cas des cibles O^+. Une fois N et L déterminés, le facteur de forme est calculé de façon classique avec un puits de Saxon-Woods et raccordement à une fonction de Hankel à l'extérieur du noyau.

Cette méthode a le désavantage de ne pas avoir de normalisation constante, du moins d'après Buck et Coker [21], et peut seulement prétendre à prédire la forme des distributions angulaires.

Nous avons fait quelques calculs pour les principales transitions observées en appliquant la deuxième méthode.

Pour les niveaux de parité paire $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{5}{2}^+$ nous avons supposé que les trois particules étaient prises dans la couche (sd) dans le cas de la cible de ^{40}Ca. Les orbites équivalentes du triton sont donc 4 s et 3 d. Pour les cibles contenant des neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$, nous avons supposé que les deux neutrons étaient pris dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$, et le proton dans la couche (sd). Les orbites équivalentes sont donc 5 s et 4 d. Si on prend 4 s ou 3 d au lieu de 5 s ou 4 d, les formes de distributions angulaires restent pratiquement inchangées.

Pour les niveaux de parité impaire L = 3 que nous avons tous supposés $\frac{7}{2}^-$ pour les calculs, un neutron est pris dans l'orbite 1 f $\frac{7}{2}$ et les deux autres particules sont prises dans la couche (sd) dans le cas des cibles contenant des neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$. L'orbite équivalente est dans ce cas 3 f. Aucun calcul n'a été fait pour une transition L = 3 dans le ^{40}Ca.

Comme nous ne voulions pas extraire des facteurs spectroscopiques, les calculs ont été faits avec l'approximation de portée nulle.

Conformément aux résultats des précédents auteurs [15] [21], nous avons observé que le paramètre r_o de l'état lié pouvait être pris $\leq$ 1.25 fm, mais difficilement $>$ 1.25 fm. Nous avons adopté pour le calcul du facteur de forme les paramètres suivants :

E_ℓ = énergie de liaison vraie
r_o = 1.25 fm
a_o = 0.65 fm.

L'adjonction d'un potentiel de spin orbite n'affecte pas la forme des distributions angulaires de façon sensible.

d) Paramètres optiques

- protons : nous avons utilisé le potentiel global de Menet et al. [10] calculé pour l'énergie incidente E_p = 56.6 MeV.

	V	r	a	W_D	W_S	r_i	a_i	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
^{40}Ca	39.8	1.16	0.75	1.37	6.29	1.37	0.287	6.04	1.064	.738	1.25
^{42}Ca	41.0	1.16	0.75	2.11	6.29	1.37	0.335	6.04	1.064	.738	1.25
^{44}Ca	42.1	1.16	0.75	2.78	6.29	1.37	0.378	6.04	1.064	.738	1.25
^{48}Ca	44.1	1.16	0.75	3.95	6.29	1.37	0.454	6.04	1.064	.738	1.25

- alphas : Nous avons mesuré la diffusion élastique $^{40}Ca\ (\alpha,\alpha)\ ^{40}Ca$ à 52.5 MeV de 10° à 95° dans le laboratoire. Les paramètres optiques ont été calculés à l'aide du code GENOA [23], avec comme paramètres de départ ceux déterminés par Peterson pour la diffusion des α de 42 MeV sur ^{42}Ca [24]. La figure 4 présente la distribution angulaire expérimentale, le résultat du calcul du modèle optique est les paramètres utilisés.

e) Facteur spectroscopique

Nous pouvons évaluer le facteur spectroscopique comme dans les réactions (p,d) dans le cadre du modèle en couche. Nous allons considérer quelques cas particuliers de configurations simples :

- les trois particules sont prises dans la couche externe (ℓ,j), pleine en protons et en neutrons

$$\mathcal{S} = \left[j^{n-3}\ (I_B)\ j^3\ J\ ;\ 0 \,\middle|\middle\}\, j^n\ 0 \right]^2 \quad \frac{n\,!}{(n-3)\,!\,3\,!} \times$$

$$\times \begin{vmatrix} \ell & \frac{1}{2} & j \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L' & S' & J' \end{vmatrix}^2 \begin{vmatrix} \ell & \frac{1}{2} & j \\ L' & S' & J' \\ L & S & J \end{vmatrix}^2$$

- les trois particules sont prises dans une couche interne (ℓ_2, j_2), la couche externe étant caractérisée par (ℓ_1, j_1, T_1)

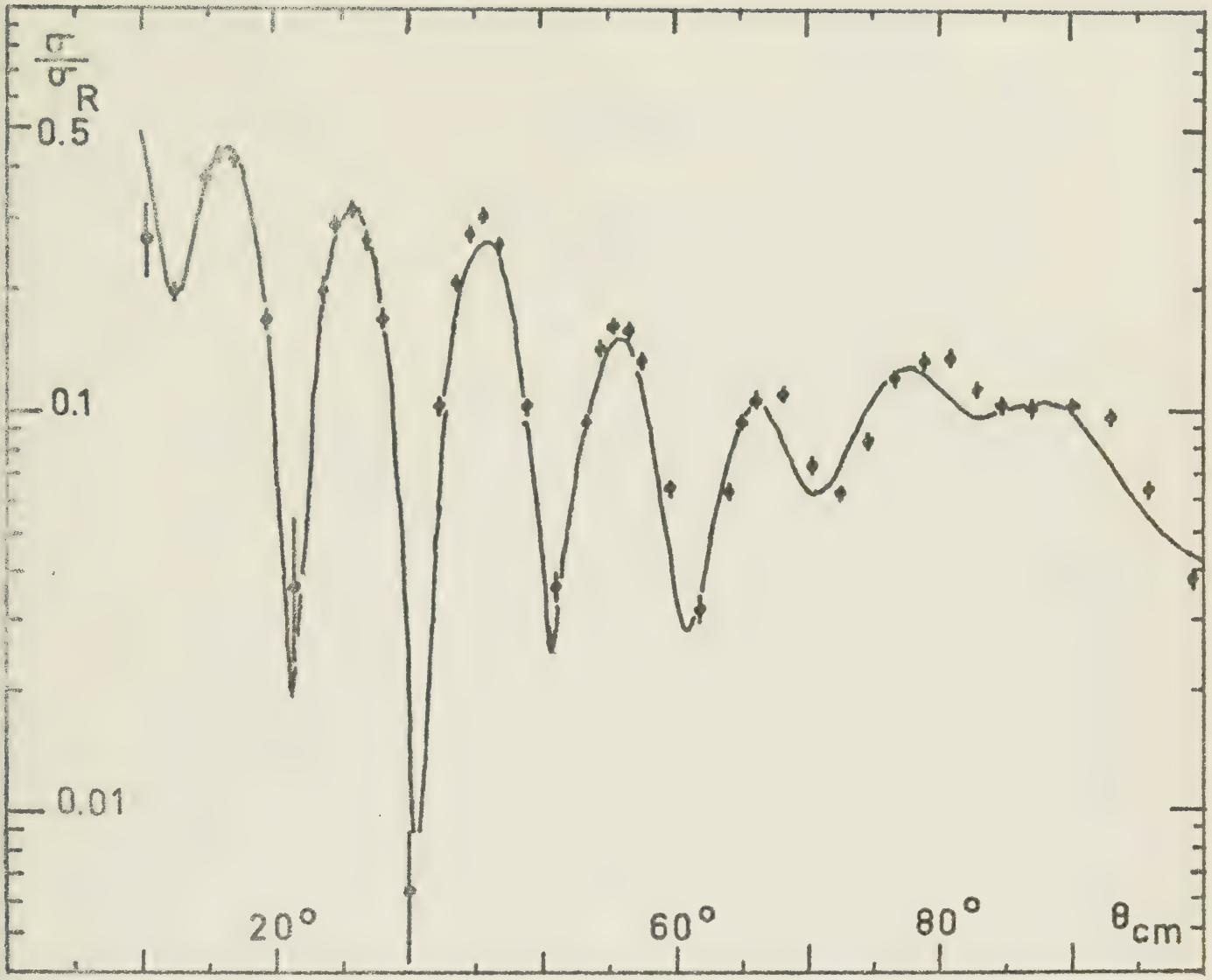


FIGURE 4 - Distribution angulaire expérimentale et calcul par le modèle optique de la diffusion ^{40}Ca (α,α) à 56.6 MeV. Le meilleur fit a été obtenu avec un χ^2 de 8 par point pour les paramètres suivants :

V = 213.5 MeV

r = 1.35 fm

a = 0.622 fm

W_{SW} = 23.20 MeV

r_i = 1.54 fm

a_i = 0.605 fm

Il a fallu appliquer aux points expérimentaux un facteur de renormalisation de 0.85.

$$C^2 S = \langle T_B \; T_{zB} \; \tfrac{1}{2} \; \tfrac{1}{2} \mid T_A \; T_{zA} \rangle^2 \; \frac{n_2 !}{(n_2 - 3) ! \, 3!} \times$$

$$\times \left[j_2^{n_2-3} \; (J_{2B} \; T_{2B}) \; j_2^3 \; (JT) \; ; \; J_2 \; T_2 \; \middle| \middle\} \; j_2^{n_2} \; J_2 \; T_2 \right]^2 \times$$

$$\times \left(\begin{bmatrix} J_{2B} & J_1 & I_B \\ I_A & J & J_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{2B} & T_1 & T_B \\ T_A & T & T_2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L' & S' & J' \end{Bmatrix} \begin{bmatrix} \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L' & S' & J' \\ L & S & J \end{bmatrix} \right)^2$$

- Le noyau cible étant constitué d'un coeur couplé à L = J = T = 0, d'une couche (ℓ_2, J_2, T_2) et d'une couche (ℓ_1, J_1, T_1), on prend deux particules dans la couche 2 et une particule dans la couche 1. Le facteur spectroscopique s'écrit :

$$C^2 S = \langle T_B \; T_{zB} \; \tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} \mid T_A \; T_{zA} \rangle^2 \; \frac{n_2 !}{(n_2-2)! \; 2!} \; \frac{n_1 !}{(n_1-1) ! \; 1!} \times$$

$$\times \left[j_2^{n_2-2} \; (J_{2B} \; T_{2B}) \; j_2^2 \; (J_2'' \; T_2'') \; ; \; J_2 \; T_2 \; \middle| \middle\} \; j_2^{n_2} \; J_2 \; T_2 \right]^2 \times$$

$$\times \left[j_1^{n_1-1} \; (J_{1B} \; T_{1B}) \; j_1 \; (J_1'' \; T_1'') \; ; \; J_1 \; T_1 \; \middle| \middle\} \; j_1^{n_1} \; J_1 \; T_1 \right]^2 \times$$

$$\left(\begin{bmatrix} J_{2B} & J_{1B} & I_B \\ J_2'' & J_1'' & J \\ J_2 & J_1 & I_A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{2B} & T_{1B} & T_B \\ I_2'' & T_1'' & T \\ T_2 & T_1 & T_A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L' & S' & J' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ell_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ L' & S' & J' \\ L & S & J \end{bmatrix} \right)^2$$

La méthode d'analyse utilisant un facteur de forme de normalisation indéterminé, ces facteurs spectroscopiques présentent un intérêt seulement pour des comparaisons entre transitions de même nature. Nous pouvons par exemple calculer les rapports suivants :

. <u>Rapport des facteurs spectroscopiques pour les transitions aboutissant au fondamental</u> : nous supposons que la cible est décrite par le modèle en couche pur. Nous considérons par conséquent les noyaux de ^{42}Ca, ^{44}Ca, ^{46}Ca et ^{48}Ca comme composés d'un coeur fermé de ^{40}Ca ayant 2, 4, 6 et 8 neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$. Nous supposons que nous prenons deux neutrons couplés à J = 0 dans 1 f $\frac{7}{2}$ et un proton dans 1 d $\frac{3}{2}$. Les rapports obtenus sont les mêmes que pour le pick up

de deux neutrons seulement dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ comme on pouvait s'y attendre :

$$\frac{^{39}K \text{ g.s.}}{^{41}K \text{ g.s.}} = \frac{1.0}{1.5}$$
$$\frac{^{43}K \text{ g.s.}}{^{45}K \text{ g.s.}} = \frac{1.5}{1.0}$$

Avec une bonne approximation, nous pouvons dire que c'est les rapports attendus pour les sections efficaces.

. Rapport des facteurs spectroscopiques des analogues et des antianalogues : nous faisons les mêmes hypothèses simplificatrices qu'auparavant en ce qui concerne la cible et nous allons prendre deux cas particuliers avec une cible de ^{42}Ca.

- le niveau $\frac{7^-}{2}$ du ^{39}K analogue du niveau fondamental de ^{39}A et son antianalogue peuvent être considérés comme ayant les configurations simples suivantes :

$$|T_> \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \; \boxed{\times \mid o \mid o} + \sqrt{\frac{1}{3}} \; \boxed{\times \mid oo \mid \;}$$

$$|T_< \rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \; \boxed{\times \mid o \mid o} - \sqrt{\frac{2}{3}} \; \boxed{\times \mid oo \mid \;}$$

A partir du ^{42}Ca, la réaction (p,α) peut seulement peupler les deux premières composantes. Le rapport des facteurs spectroscopiques est $\frac{C^2 S(T_>)}{C^2 S(T_<)} = 2$, en accord avec le rapport des carrés des amplitudes des composantes atteintes. D'une façon générale, le rapport $\frac{C^2 S(T_>)}{C^2 S(T_<)}$ est égal à deux fois l'isospin de la cible. En première approximation, il faut donc s'attendre à ce que le niveau $\frac{7^-}{2}$ analogue du fondamental de l'argon correspondant soit 2 T_A fois plus excité que son antianalogue.

- la situation est plus complexe pour les analogues des niveaux excités des noyaux d'argon. La fonction d'onde du niveau analogue $\frac{3^+}{2}$ dans ^{39}K par exemple peut s'écrire :

$$\alpha\left[\sqrt{\frac{1}{3}}\ \begin{array}{|c|c|}\hline o & \times\times \\ \hline \end{array}\ -\sqrt{\frac{2}{3}}\ \begin{array}{|c|}\hline \times \\ \hline o \\ \hline \end{array}\ \begin{array}{|c|}\hline \times \\ \hline o \\ \hline \end{array}\right]$$

$$+\beta\left[\sqrt{\frac{8}{15}}\ \begin{array}{|c|c|}\hline o & \times\times \\ \hline \end{array}\ -\sqrt{\frac{1}{15}}\ \begin{array}{|c|c|}\hline o & \times \\ \hline o & \times \\ \hline \end{array}\ -\sqrt{\frac{6}{15}}\ \begin{array}{|c|}\hline \times\times \\ \hline o \\ \hline \end{array}\right]$$

où les trous sont couplés à $T = \frac{1}{2}$ et $T = \frac{3}{2}$ dans le premier et le deuxième terme respectivement. Les coefficients α et β sont des amplitudes à déterminer à l'aide d'un modèle. A partir d'une cible de ^{42}Ca simple comme nous l'avons supposé, seule la première composante peut être atteinte par la réaction (p,α) puisqu'on a un isospin transféré $T = \frac{1}{2}$. Dans ce cas, le rapport des facteurs spectroscopiques pour l'analogue et l'antianalogue est égal à $\frac{1}{2T_A}$, ce qui signifie que l'analogue devrait être moins excité que l'antianalogue.

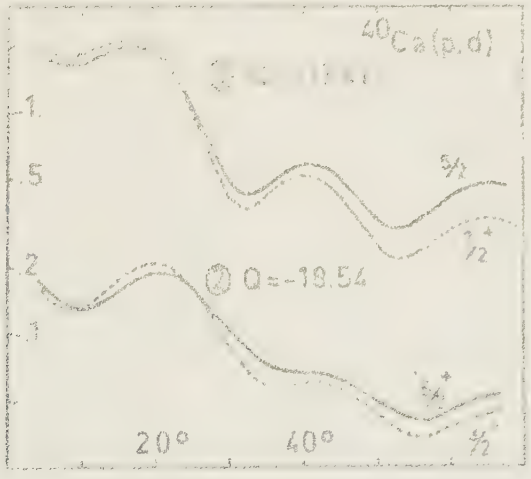
Ces exemples ont été choisis avec des cibles sans mélange de configuration. L'introduction de fonctions d'onde réalistes pourra, dans certains cas, bouleverser ces prédictions, par suite des effets de cohérence. La comparaison de ces rapports théoriques avec les rapports expérimentaux sera faite dans la discussion des résultats des réactions (p, α).

IV - DISCUSSION DES RESULTATS

A - Réactions (p,d)

Les réactions de pick up d'un neutron sur les calcium ont été abondamment étudiées dans le passé mais seulement jusqu'à des excitations du noyau final rarement supérieures à 6 MeV. Nos expériences apportent donc assez peu de nouvelles informations concernant les niveaux de basse énergie. L'information principale [illegible] la région des analogues où très peu de niveaux avaient été observés. Il est possible d'en tirer des conclusions intéressantes concernant la spectroscopie des potassium.

Les transitions $\ell_n = 2$ peuvent conduire à des niveaux $\frac{3}{2}^+$ ou $\frac{5}{2}^+$. Nous avons choisi comme base de discussion de considérer que le niveau $T_<$ le plus bas et le niveau $T_>$ le plus bas, atteints par une transition [illegible], étaient [illegible] $\frac{3}{2}$. Dans ce cas [illegible] à l'observation d'une [illegible] en J [illegible].



Nous observons effectivement entre les distributions angulaires du niveau fondamental et du niveau excité à 5.13 MeV dans le ^{39}Ca une différence de forme expérimentale, mais le grand écart des valeurs de Q suffit pour rendre compte de ce phénomène, comme illustré sur la figure ci-dessus. La faible différence de forme due à deux valeurs de J différentes ne peut pas être détectée expérimentalement.

1) Réaction ^{40}Ca (p,d) ^{39}Ca

Les noyaux miroirs ^{39}Ca et ^{39}K ont été étudiés par de très nombreux auteurs et dernièrement par Buenerd [17], jusqu'à une énergie d'excitation de 6.15 MeV. L'analyse complémentaire des résultats montre qu'au-delà les seules distributions angulaires identifiables sont caractérisées par un transfert $\ell = 2$, correspondant sans doute à un pick up dans l'orbite 1 d $\frac{5}{2}$. Un spectre typique est présenté sur la figure 5, et l'ensemble des résultats a été rassemblé dans le tableau 2. Les distributions angulaires sont présentées sur la figure 6.

Le ^{40}Ca a un isospin T = 0 et il est donc en principe impossible d'observer dans ^{39}Ca les niveaux $T = \frac{3}{2}$ analogues de ^{39}A. Toutefois, le maximum d'impureté d'isospin se retrouvant précisément dans les noyaux de T petit [28], il n'est pas impossible d'avoir une composante ayant $T \neq 0$ dans ^{40}Ca ; il pourrait y en avoir jusqu'à 7 %.

Les niveaux $T = \frac{3}{2}$ de ^{39}Ca ne pourraient être atteints en réaction (p,d) que par le mélange de configuration du type 2p-2t contenu dans la cible, et leur observation ne pourrait donc être qu'un phénomène du 2ème ordre. Nous avons malgré tout recherché de tels niveaux, avec comme point de départ le niveau observé à 6.50 MeV dans la réaction ^{42}Ca (p,α) ^{39}K et qui serait $T = \frac{3}{2}$, $J^{\pi} = \frac{7^-}{2}$, donc l'analogue du niveau fondamental de ^{39}A. Un essai de correspondance est montré sur la figure ci-après, la coïncidence est surprenante. La distribution angulaire du niveau 6,40 MeV dans ^{39}Ca n'est pas totalement incompatible avec $\ell = 3$ (figure 6). Le niveau à 7.92 MeV est $\ell = 2$, mais pourrait être aussi interprété comme une composante 1 d $\frac{5}{2}$. Quant au niveau à 8.65 MeV, il n'a pas été observé dans tous les spectres et rien ne permet de supposer qu'il soit du type $\ell = 0$.

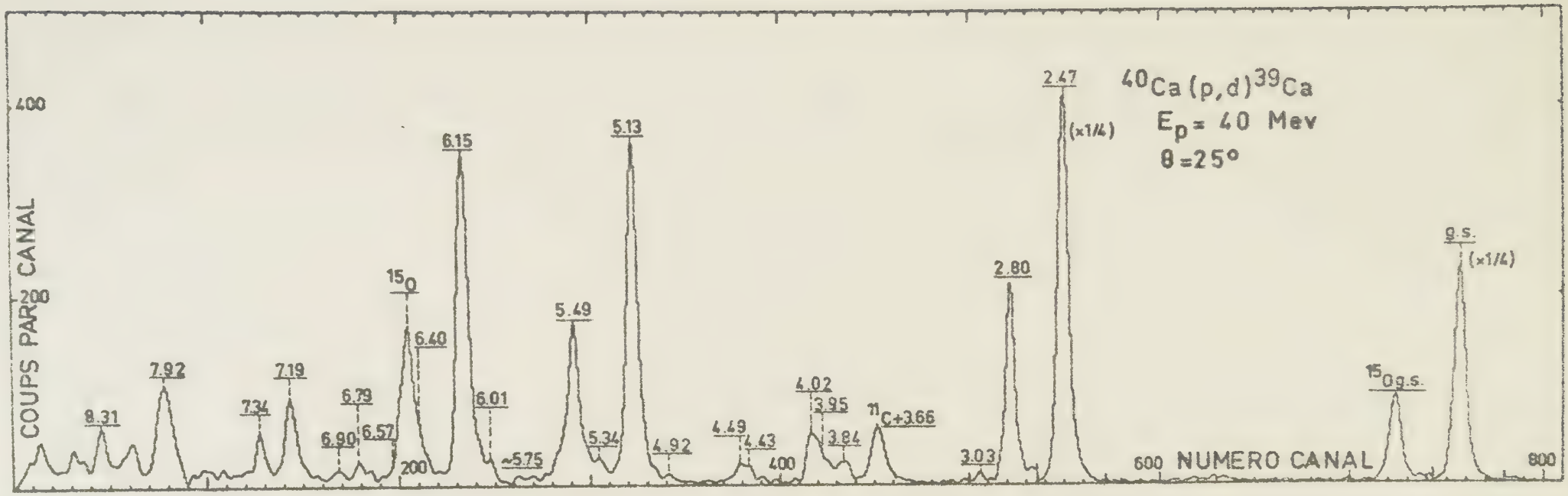


FIGURE 5 - Spectre de la réaction ^{40}Ca (p,d) ^{39}Ca.

E_x(MeV) a)	^{40}Ca(p,d) ce travail			^{40}Ca(p,d) [Ref. 25]		^{40}Ca(d,He^3) [Ref. 27]		
	l	J^π b)	S	l	S c)	E_x(MeV)	l	S
0	2	$3/2^+$	4.2	2	3.70	0	2	4.23
2.47	0	$1/2^+$	1.9	0	1.82	2.53	0	1.62
2.80	3	$7/2^-$	0.21	3	0.58	2.82	3	0.46
3.03	1	$3/2^-$	0.005	1	0.02	3.02	1	0.044
3.66	e)							
3.84	(3)	$(5/2^-)$	0.04					
3.95	1	$(3/2)^-$	0.006					
4.02	0	$1/2^+$	0.09			4.14	0	0.17
4.32								
4.43								
4.49	(3)							
4.92								
5.13	2	$(5/2)^+$	1.0	2	1.43	5.32	2	1.09
5.34	(3)							
5.49	2	$(5/2)^+$	0.45	2	0.67	5.75	2	0.68
5.75	multiplet non résolu							
6.01								
6.15	2	$(5/2)^+$	1.1	2	1.48	6.67	2	1.26
6.40	(3)							
6.57								
6.79	(2)	$(5/2^+)$	0.04					
6.90								
7.19	2	$(5/2)^+$	0.21			(7.47	2	0.26)
7.34	2	$(5/2)^+$	0.10					
7.92	2	$(5/2)^+$	0.33			(8.09	2	0.50)
8.31								

TABLEAU 2 - Résultats de la réaction ^{40}Ca (p,d) ^{39}Ca.

a) Jusqu'à 6.15 MeV, les énergies d'excitation sont celles de la référence 26. Au-delà, $\Delta E_x = \pm$ 20 keV.

b) Jusqu'à 5.13 MeV, les valeurs de J^π sont celles de la littérature.

c) Les valeurs de S proviennent d'un calcul avec r_o = 1.35 fm.

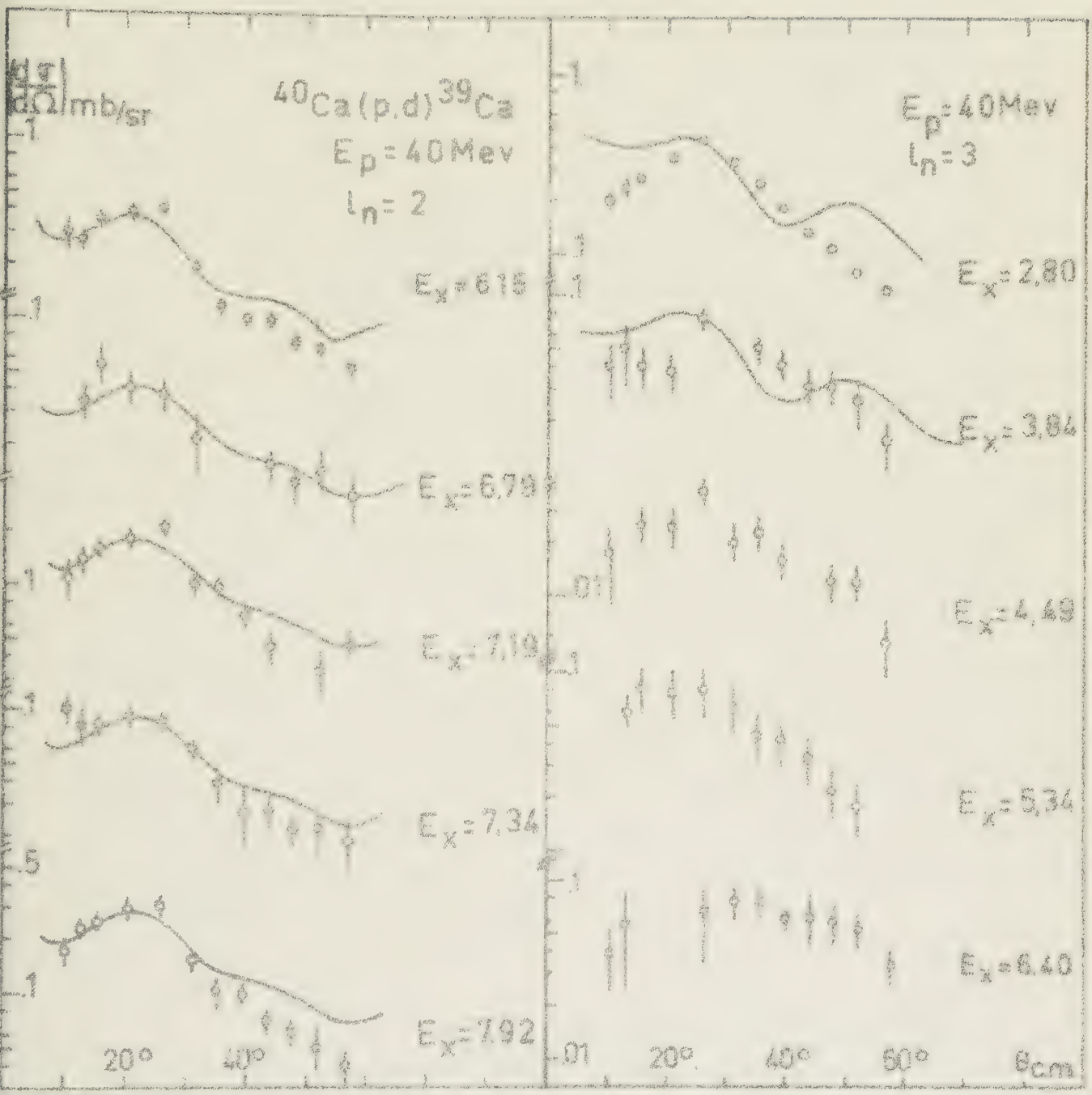
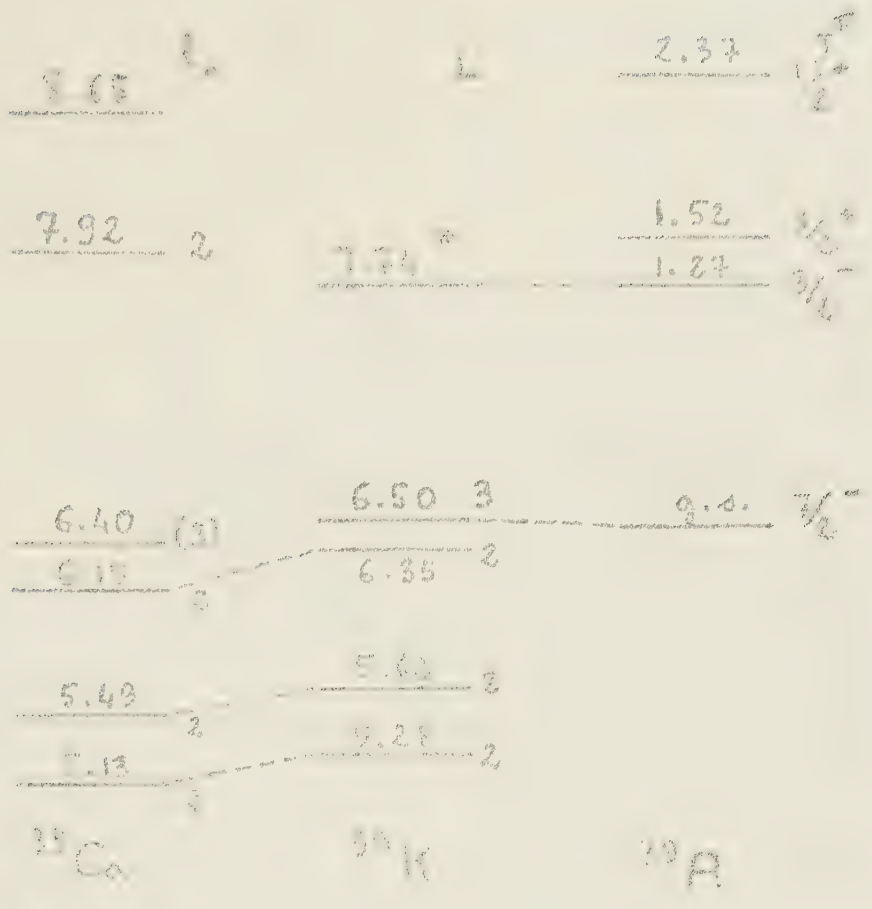


FIGURE 6 Distributions angulaires expérimentales et résultats du calcul DWBA pour la réaction $^{40}Ca(p,d)^{39}Ca$.



2) [illegible]

Les niveaux [illegible] d'énergie d'excitation, [illegible] et les facteurs spectroscopiques [illegible] tableau 2, où comparés à ceux de Lynen et al. [2] et [illegible].

a) [illegible]

Les niveaux [illegible] connus [1] [2] [9 - 11] et nos résultats sont [illegible] en bon accord avec ceux des autres auteurs, sauf dans [illegible] cas :

. La distribution angulaire [illegible] indique un transfert $\ell = 2$, en accord avec Smith [illegible] réaction à 26,4 MeV, mais en désaccord avec Lynen qui trouve $\ell = 3$ dans la réaction ^{37}Cl $(^3He, \alpha)$ ^{36}Cl (figure 7).

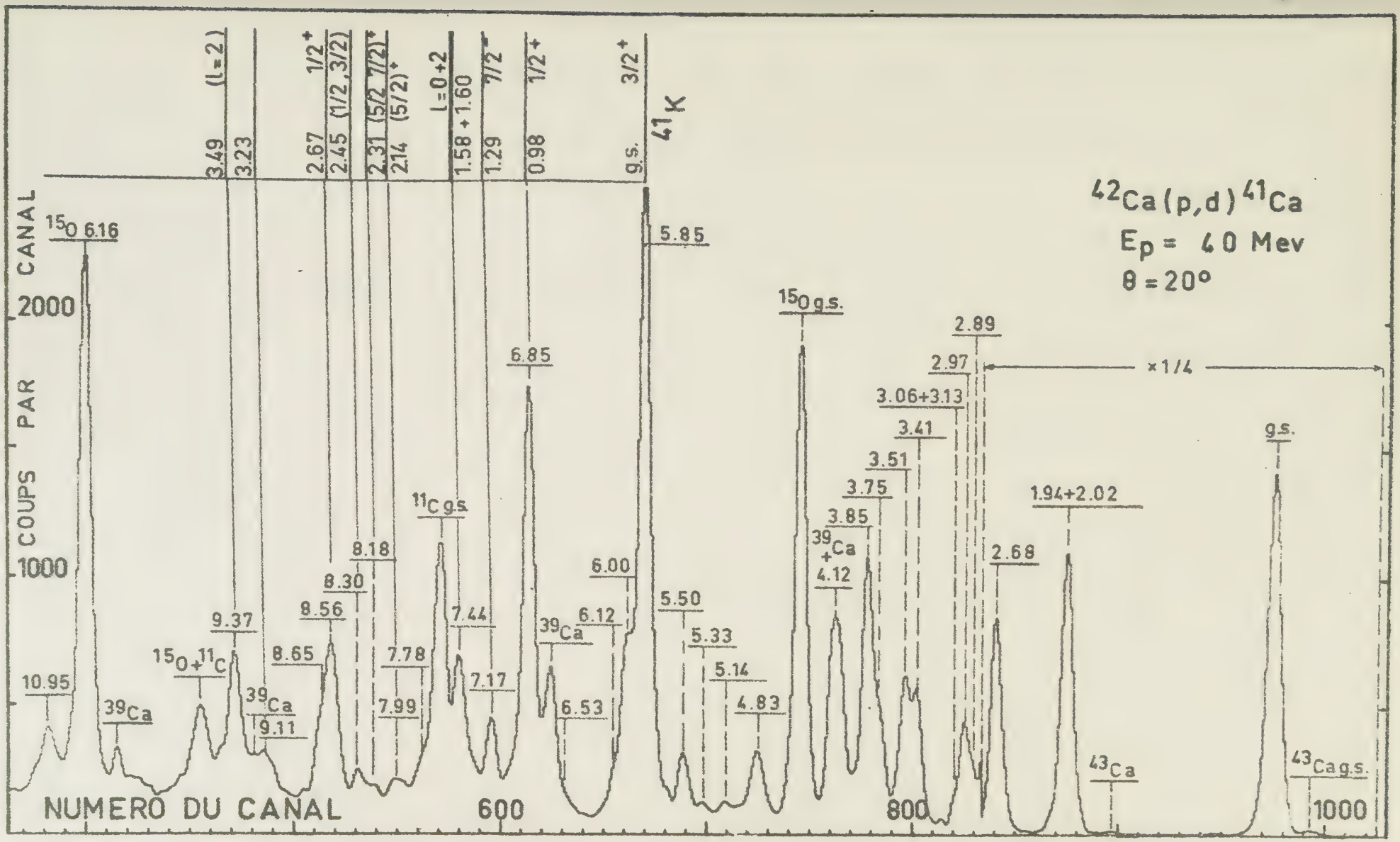


FIGURE 7 - Spectre de la réaction ^{42}Ca (p,d) ^{41}Ca.

E_x (MeV) a)	$^{42}Ca(p,d)$ ce travail			$^{42}Ca(p,d)$ [ref. 30]		$^{42}Ca(^3He,\alpha)$ [ref. 29]	
	l	J^π b)	C^2S	l	C^2S	l	C^2S c)
0.	3	$7/2^-$	1.47	3	1.6	3	1.6
1.942	1	$3/2^-$	(0.04)			1	0.15
2.017	2	$3/2^+$	3.0	2	2.7	2	2.0
2.459	(1)	$3/2^-$	(0.004)			1	0.01
2.680	0	$1/2^+$	0.70	0	0.34	0	0.65
2.887							
2.969	3	$(7/2)^-$	0.10	3	0.17	3	0.14
3.08 d)							
3.22						(3)	0.01
3.41	0	$1/2^+$	0.10	0	0.049	0	0.12
3.51	2	$(5/2)^+$	0.34	2	0.22	3	0.11
3.75	2	$(5/2)^+$	0.31	2	0.21	2	0.26
3.85	0	$1/2^+$	0.19	0	0.11	0	0.19
4.12	2	$(5/2)^+$	0.48	2	0.71	3	0.13
4.83	2	$(5/2)^+$	0.16	(2)	0.11	2	0.10
5.14						(3)	0.03
5.33						2	0.05
5.50	2	$(5/2)^+$	0.16			3	0.07
5.852	2	$(5/2)^+$	0.97	2	1.7	2	2.3
6.00	0	$1/2^+$	0.14			0	0.23
6.12						2	0.04
6.53							
6.851	0	$1/2^+$	0.35	0	0.85	0	0.54
7.17	3	$(7/2)^-$	0.09	3	0.20	3	0.37
7.44	0 + 2	$1/2^+$	(0.05)				
		$(5/2)^+$	(0.16)				
7.78	0	$1/2^+$	0.04			0	0.07
7.99	0 + 2	$1/2^+$	$\approx$ 0.02				
8.18		$(5/2)^+$	$\approx$ 0.04				
8.30	2	$(5/2)^+$	0.07			2	0.26
8.56	0	$1/2^+$	0.13			0	0.40
8.65	(2)	$(5/2^+)$	0.18				
9.11	(2)	$(5/2^+)$	0.12				
9.37	2	$(5/2)^+$	0.31			2	0.67
10.95	2	$5/2^+$	0.14				

TABLEAU 3 - Résultats de la réaction ^{42}Ca (p,d) ^{41}Ca.

a) Les énergies avec 3 décimales sont celles de Lynen [29]. Pour les autres, ΔE_x = ± 20 keV. Seuls les niveaux observés dans cette expérience sont présentés dans le tableau.

b) Les valeurs de J^π jusqu'à 9.5 MeV sont données par la littérature.

c) La valeur $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ a été attribuée à tous les niveaux l = 2 dans la réf. 29.

d) Probablement le doublet 3.056 + 3.132 MeV observé par Belote [31].

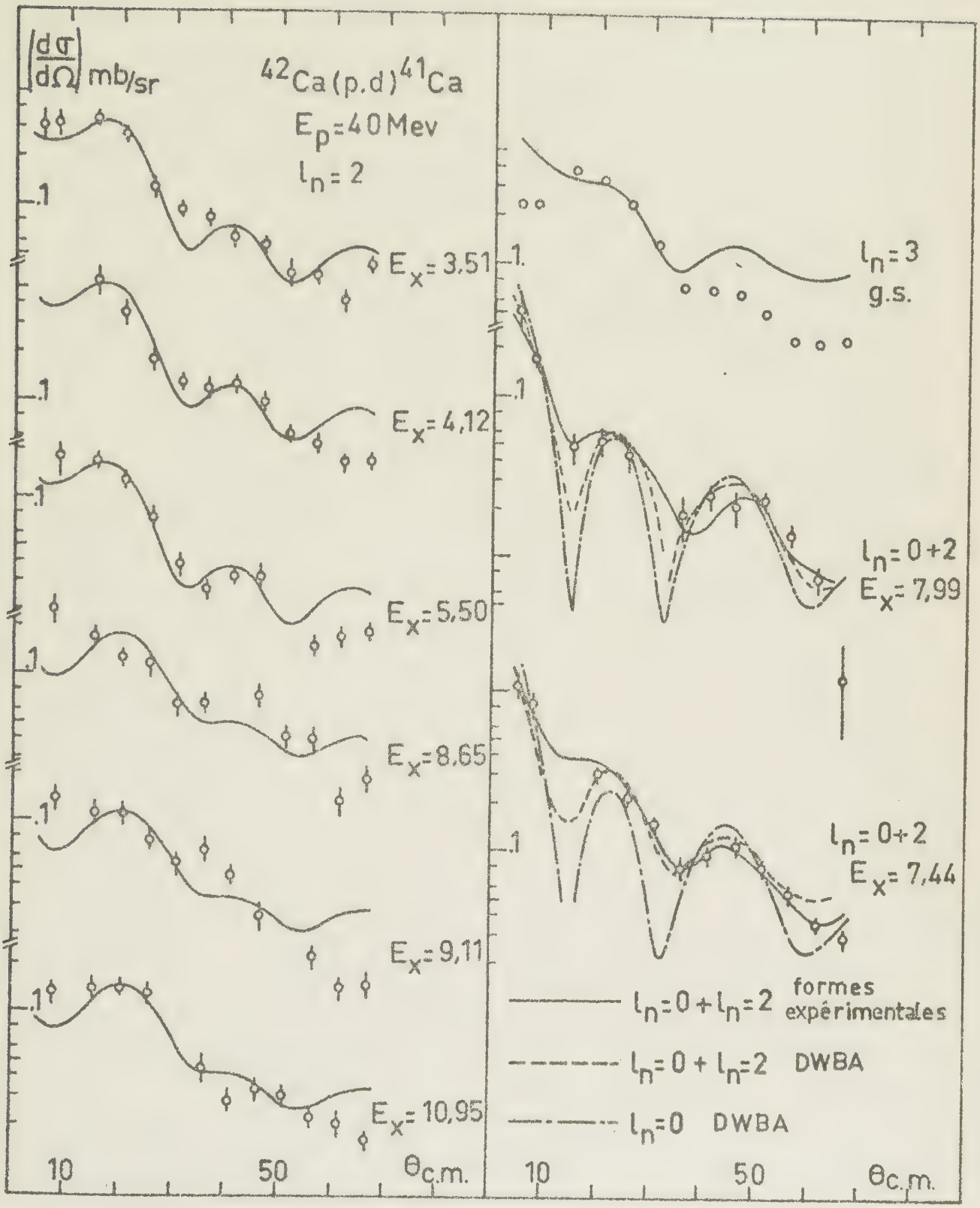


FIGURE 8 - Distributions angulaires expérimentales et calculs DWBA pour la réaction ^{42}Ca (p,d) ^{41}Ca.

- A 4.12 MeV nous observons un niveau dont la distribution angulaire est typique d'un transfert $\ell = 2$, en accord sur ce point avec Smith et en désaccord avec Lynen qui trouve $\ell = 3$. Cependant, ce niveau est très difficilement séparable du ^{39}Ca g.s. aux angles avant, à cause de la présence de 5 % de ^{40}Ca dans la cible. Le facteur spectroscopique important trouvé par Smith pour ce niveau peut s'expliquer si on ne fait pas la correction pour ce contaminant.

- Un pic important est observé dans les spectres vers 6.7 MeV. Il est expliqué comme venant de l'excitation du niveau $\frac{1}{2}^+$ à 2.47 MeV dans le ^{39}Ca. Cette conclusion est donc en contradiction avec les résultats de Smith, qui attribue ce niveau $\frac{1}{2}^+$ au calcium 41.

b) Niveaux $T = \frac{3}{2}$

Le premier niveau $T = \frac{3}{2}$ est observé à 5.85 MeV, et la plupart des autres niveaux ont été identifiés par Lynen [29] dans la réaction $^{42}Ca\ (^3He, \alpha)^{41}Ca$. Il est difficile de dire que tous les niveaux au-delà de 5.85 MeV sont des analogues mais la comparaison de notre analyse avec les résultats de la réaction (t, α) [35] confirme l'attribution $T = \frac{3}{2}$ aux niveaux observés (figure 7).

Niveaux analogues dans ^{41}Ca ce travail				^{41}K (littérature)			
E_x(MeV)	ℓ_n	J^π	C^2S	E_x(MeV)	J^π	ℓ_p	S/3
5.85	2	$(3/2)^+$	0.97	0	$3/2^+$	2	0.84
6.85	0	$1/2^+$	0.35	0.98	$1/2^+$	0	0.24
7.17	3	$(7/2)^-$	0.09	1.29	$7/2^-$	3	0.13
7.44	0 + 2	$1/2^+$	≈ 0.05	1.56	$(1/2)^+$	0 + 2	≈ 0.07
		$(5/2)^+$	≈ 0.16	1.58	$(5/2)^+$		≈ 0.1
7.78	0	$1/2^+$	0.04				
7.99	0 + (2)	$(5/2)^+$	≈ 0.04	2.14	$(5/2^+)$		
		$1/2^+$	≈ 0.02	2.17	$(1/2^+, 3/2^+)$		
8.18				2.31	$(5/2^+, 7/2^+)$		
8.30	2	$(5/2)^+$	0.07	2.45	(1/2 , 3/2)		
8.56	0	$1/2^+$	0.13	2.67	$(1/2^+)$	(0)	0.11
8.65	(2)	$(5/2^+)$	0.18				
9.11	(2)	$(5/2^+)$	0.12	3.23			
9.37	2	$(5/2)^+$	0.31	3.49	$(5/2^+)$	(2)	0.13
10.95	2	$(5/2)^+$	0.14				

Nous avons représenté dans le tableau ci-dessus les résultats concernant les analogues et les résultats de la réaction (t,α). L'accord est excellent et, outre les résultats de Lynen [29], nous apportons les informations suivantes :

- Le niveau observé à 7.44 MeV est en fait un doublet dont la distribution angulaire est bien reproduite par un mélange $\ell = 0 + 2$, en accord avec la détermination de Santo $\ell_p = 0 + 2$.

- Les niveaux à 7.78, 8.65 et 10.95 MeV n'ont pas de correspondants déjà observés dans ^{41}K. Pour les deux derniers du moins, il est probable que ces niveaux existent dans le ^{41}K, à ≈ 2.76 et 5.1 MeV avec $\ell = 2$.

- La distribution angulaire du niveau à 7.99 MeV indique la présence d'une forte contribution $\ell = 0$, probablement contaminée par $\ell = (2)$ (figure 8). L'attribution $\ell = 2$ est renforcée par les résultats de la réaction ^{44}Ca (p,α) d'une part (voir plus loin) et les résultats de Beckstrand et Shera dans l'étude de la réaction ^{41}K (pp'γ) d'autre part. Ils observent en effet un niveau à 2.144 MeV avec $J^\pi = (\frac{5}{2}^+)$ et un niveau à 2.166 MeV avec $J^\pi = (\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+)$. L'ensemble de ces résultats nous permet de proposer $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ pour le niveau à 2.14 MeV et $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ pour le niveau à 2.17 MeV.

3) ^{44}Ca (p,d) ^{43}Ca

Un spectre typique de cette réaction est présenté sur la figure 9. Des niveaux de ^{43}Ca ont été identifiés jusqu'à 14 MeV d'excitation. Les facteurs spectroscopiques sont présentés dans le tableau 4 et comparés à ceux de Smith et al. [30] et Yntema [34].

a) Niveaux $T = \frac{3}{2}$

Les niveaux de basse énergie de ^{43}Ca sont bien connus maintenant ; ils ont été étudiés par réactions de pick up [30] [34] [38] ou de stripping [33] [37] et par corrélations particule-gamma [39]. La comparaison de nos résultats et d'autres plus anciens nous amène à faire les observations suivantes :

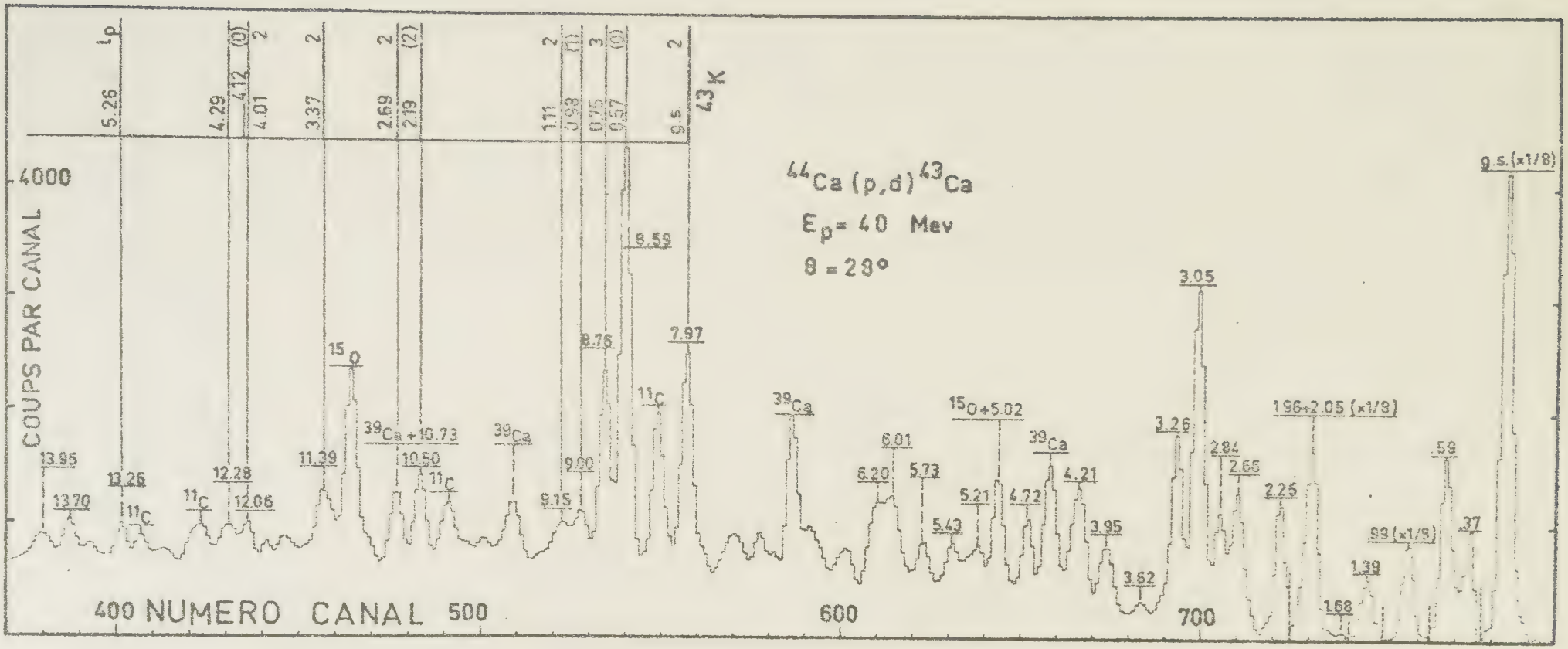


FIGURE 9 - Spectre de la réaction $^{44}Ca\ (p,d)^{43}Ca$.

E_x (MeV) a)	$^{44}Ca(p,d)$ ce travail			$^{44}Ca(p,d)$ [ref. 30)]		$^{44}Ca(d,c)$ [ref. 34)]	
	l	J^π b)	C^2S	l	C^2S	l	C^2S
0.	3	$7/2^-$	2.8	3	3.8	3	4.0
0.373	3	$5/2^-$	0.05	3	0.15	3	
0.593	1	$3/2^-$	0.04	1	0,10	1	0.18
0.991	2	$3/2^+$	2.4	2	2.5	2	2.2
1.394	2	$(3/2)^+$	0.34	2	0.16	2	0.06
1.678	c)						
1.957	0	$1/2^+$	1.0	0	0.62	0	0.9
2.048	1	$3/2^-$	0.05	1	0.18	1	0.2
2.25	2	$(5/2)^+$	0.26	2	0.28	2	0.2
2.66	2	$(5/2)^+$	0.26	2	0.36	2	0.22
2.84	2	$(5/2)^+$	0.34	2	0.37	2	0.3
3.05	2 + 0	$(5/2)^+$	0.47	0	0.22	0	0.3
		$1/2^+$	0.13				
3.26	(2,3)			3	0.28	(2,3)	
3.62	2	$(5/2)^+$	0.05	(1)	0.02		
3.95	2	$(5/2)^+$	0.26	(2)	0.40		
4.21	(2,3)			(2)	0.75		
4.46	^{39}Ca g.s.			2	0.53		
4.72							
5.02							
5.21	(2,3)						
5.43	(2,3)						
5.73	(2,3)						
6.01	0	$1/2^+$	0.05				
6.30							
7.97	2	$(3/2)^+$	0.31	2	1.3		
8.59	0	$1/2^+$	0.13				
8.76	3	$(7/2)^-$	0.07				
9.00	1	$(3/2)^-$	0.006				
9.15	2	$(5/2)^+$	0.05				
10.50	0	$1/2^+$	0.03				
10.73							
11.39							
12.06							
12.28							
13.26							
13.70							
13.95							

TABLEAU 4 - Résultats de la réaction ^{44}Ca (P,d) ^{43}Ca.

a) Les énergies données avec 3 décimales sont celles de la réf. 37. Pour les autres ΔE_x = ± 20 keV jusqu'à E_x = 7 MeV et ΔE_x = ± 30 keV au-delà. Seuls les niveaux observés dans cette expérience sont présentés dans le tableau.

b) Pour E_x < 2.1 MeV, les valeurs de J^π sont celles de la littérature.

c) La distribution angulaire n'est pas du type pick up.

- un niveau est peuplé assez fortement à 3.05 MeV. Smith et Yutema lui attribuent $\ell = 0$, alors que notre distribution angulaire est caractéristique d'un transfert $\ell = 2$, contaminée par $\ell = 0$ (figure 10);
- un niveau est observé à 4.46 MeV par Smith. Il est difficile d'affirmer qu'il n'y a pas de niveau de ^{43}Ca à cette énergie, mais ce que nous observons là est en fait le fondamental de ^{39}Ca, dû aux 4 % de ^{40}Ca dans la cible. Ceci est confirmé par l'intensité du niveau de 2.47 MeV de ^{39}Ca observé à une énergie d'environ 7 MeV plus basse que le fondamental de ^{43}Ca.

b) Niveaux $T = \frac{5}{2}$

Aucun niveau de ^{43}Ca n'est observé entre 6 et 8 MeV d'excitation d'énergie. Ceci nous paraît un bon argument pour faire l'hypothèse qu'au-delà de 8 MeV tous les niveaux observés sont des analogues $T = \frac{5}{2}$. Le premier de ces niveaux est déjà connu et a été identifié comme $T = \frac{5}{2}$, $J^{\pi} = \frac{3}{2}^{+}$ par Dorenbusch et al. dans la réaction ^{41}K (He^3, p) ^{43}Ca [40]. Dans la réaction (p,d) à 26.5 MeV, Smith a observé les trois premiers niveaux à 7.97, 8.59 et 8.75 MeV, attribuant $\ell = 2$ au premier niveau. Nous avons observé pour notre part plus de 10 niveaux jusqu'à 14 MeV d'énergie d'excitation pour lesquels 6 distributions angulaires significatives ont pu être obtenues (figure 10). Le schéma des niveaux du ^{43}K [41] a été représenté en face des niveaux analogues sur la figure 9. L'accord est excellent.

Les valeurs de ℓ obtenues sont en accord avec celles de Santo dans la réaction ^{44}Ca (t,α) ^{43}K [35]. Nous confirmons en particulier les valeurs $\ell_p = (0)$ et $\ell_p = (1)$ pour les niveaux à 0.57 et 0.98 MeV dans ^{43}K.

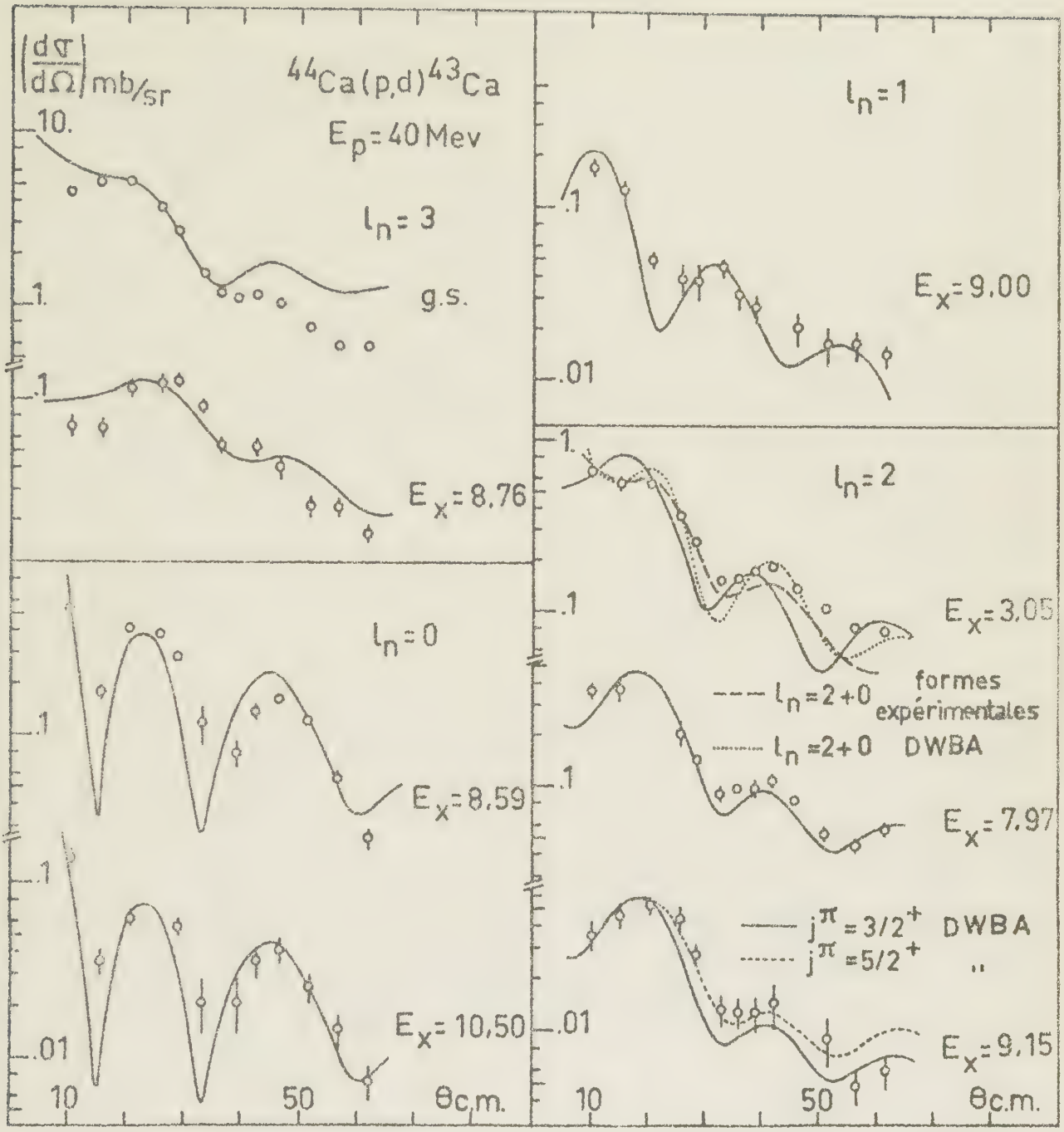


FIGURE 10 - Distributions angulaires expérimentales et calculs DWBA pour la réaction ^{44}Ca (p,d) ^{43}Ca.

Niveaux analogues dans ^{43}Ca ce travail				^{43}K (littérature)			
E_x(MeV)	ℓ_n	J^Π	C^2S	E_x(MeV)	J^Π	ℓ_p	S/5
7.97	2	$(3/2)^+$	0.31	0	$3/2^+$	2	0.44
8.59	0	$1/2^+$	0.15	0.57		(0)	0.26
8.76	3	$(7/2)^-$	0.07	0.75		3	0.096
9.00	1	$(3/2)^-$	0.006	0.98		(1)	0.02
9.15	2	$(5/2)^+$	0.05	1.11		2	0.04
10.50	0	$1/2^+$	0.03	2.48		0	0.05
10.73				2.69		2	
11.39				3.37		2	
12.06				4.01		2	
12.28				4.29			
13.26				5.26			
13.70							
13.95							

4) ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca

Un spectre typique est montré figure 11 et les facteurs spectroscopiques sont donnés dans le tableau 5, comparés avec les résultats de Schmitt dans la réaction ^{48}Ca (He^3,α) [42] et ceux de Peterson dans la réaction ^{48}Ca (p,d) à 17.5 MeV [43].

a) Niveaux $T = \frac{7}{2}$

La plupart des niveaux de basse énergie du ^{47}Ca sont assez bien connus [32 - 34] [38] [42 - 45]. Il est assez difficile de mesurer les facteurs spectroscopiques des principales composantes $\frac{1^+}{2}$ et $\frac{3^+}{2}$ car les niveaux correspondants sont distants de 20 keV et tous deux fortement excités [42] [43]. Dans notre essai pour reproduire la distribution angulaire totale les valeurs théoriques $C^2S(\frac{3^+}{2}) = 3.6$ et $C^2S(\frac{1^+}{2}) = 1.8$ sont très satisfaisantes (figure 12), ce qui confirme que presque toute la force $\frac{1^+}{2}$ et $\frac{3^+}{2}$ est contenue dans ces deux niveaux.

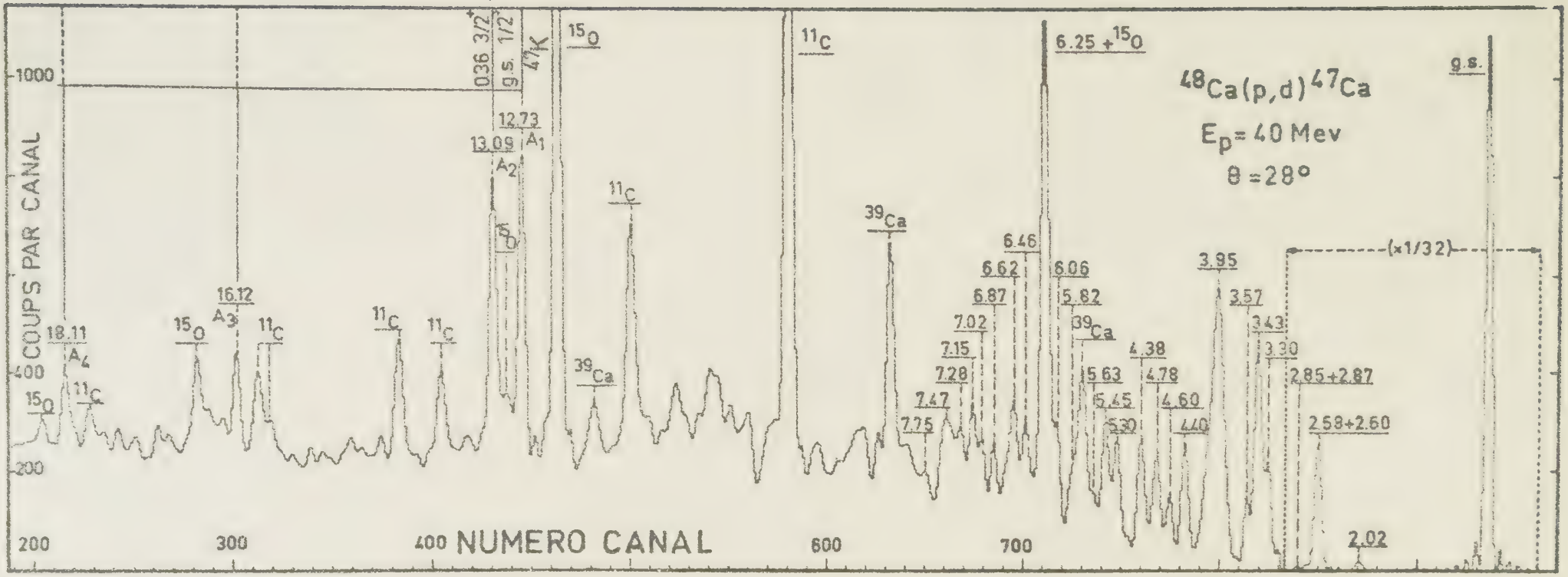


FIGURE 11 - Spectre de la réaction ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca.

E_x (MeV) a)	$^{48}Ca(p,d)$ ce travail			$^{48}Ca(^3He,\alpha)$[ref. 42)]		$^{48}Ca(p,d)$[ref. 43)]	
	l	J^π b)	C^2S	l	C^2S	l	C^2S
0.	3	$7/2^-$	6.7	3	7.76	3	6.5
2.02	1	$3/2^-$	0.02	1	0.09	1	0.05
2.60	0+2	$3/2^+$	3.6	2	3.4	2	
		$1/2^+$	1.8	0	1.8	0	
2.86	(1)+..(1/2)$^-$					(3)	(0.08)
3.30	3	$(7/2)^-$	0.03	doublet 3 + (3)	0.02 + (0.03)	1	0.08
3.43	3	$(7/2)^-$	0.07	3	0.11	3	0.08
3.57	c)					(1)	0.05
3.86	c)						
3.95	(3)			3	0.08	(2)	0.21
4.04	(1)			(1)	0.02	1 (doublet)	0.10
4.40	c)			(1)	0.04	1	0.08
4.60	(3)					(3)	0.09
4.78	c)			(3)	0.05		
4.98	2	$(5/2)^+$	0.22	2	0.16		
5.30	2	$(5/2)^+$	0.17	2 (3)	0.08		
5.45	2	$(5/2)^+$	0.18	2	0.15		
5.63							
5.82							
6.06				2	0.17		
6.25	2	$(5/2)^+$	0.21	2.	0.10		
6.46	c)						
6.62				2	0.14		
6.87	(2)	$(5/2)^+$	(0.11)	(2)	0.06		
7.02							
7.15							
7.28							
7.47							
7.75							
12.73 ± 0.03	0	$1/2^+$	0.10				
13.09 ± 0.03	2	$(3/2)^+$	0.18				
16.12 ± 0.05	2	$(5/2)^+$	0.06				
18.11 ± 0.05	(3)	$(7/2^-)$	(0.035)				

TABLEAU 5 - Résultats de la réaction ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca.

a) Pour E_x < 8 MeV, ΔE_x = ± 20 keV. Seuls les niveaux observés dans cette expérience sont présentés dans le tableau.

b) Jusqu'à E_x = 3.5 MeV, les valeurs de J^π sont celles de la littérature.

c) La distribution angulaire n'est pas du type pick up.

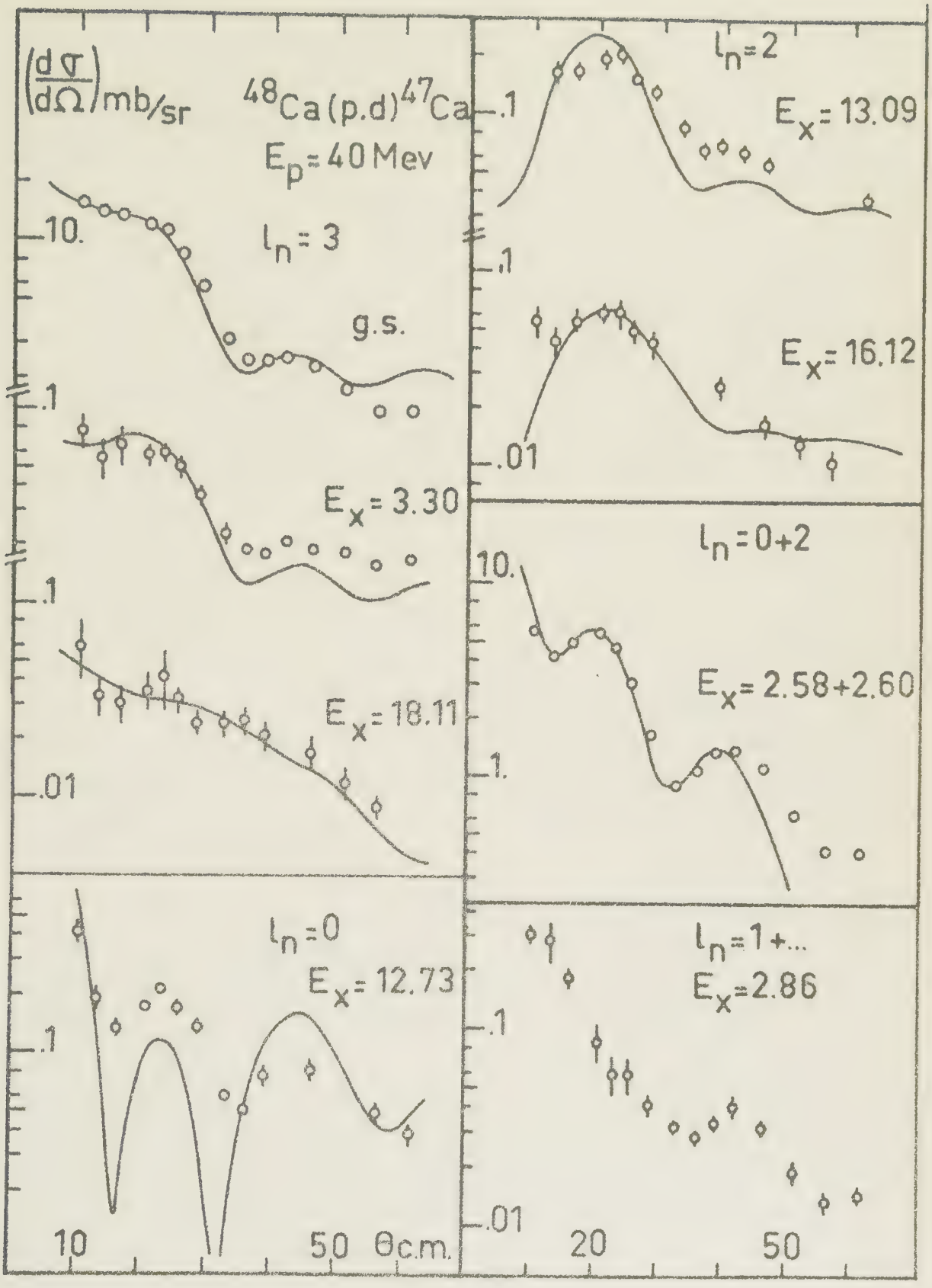


FIGURE 12 - Distributions angulaires expérimentales et calculs DWBA pour la réaction ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca.

Nous observons un multiplet vers 2.86 MeV. La distribution angulaire ne permet pas de lui attribuer un moment ℓ unique, mais la forme de sa remontée aux angles avant indique une contribution importante $\ell = 1$ (figure 12). Ce multiplet contiendrait donc les niveaux 2.85 MeV et 2.87 MeV excités dans la réaction ^{46}Ca (d,p) avec un transfert $\ell = 1$ et ayant tous deux le spin $\frac{1}{2}^-$ [45].

Les distributions angulaires des niveaux entre 3.5 et 5.5 MeV ont en général assez peu de structure, ce qui peut probablement s'expliquer par la présence d'un couplage faible entre un trou f $\frac{7}{2}$ et l'excitation du coeur de ^{48}Ca dans les états 2^+ à 3.82 MeV ou 3^- à 4.50 MeV. Aucun des spins n'est connu dans cette région malheureusement, ce qui nous donnerait au moins une idée de ce qui se passe. Il serait souhaitable de faire des expériences du type (He^3,$\alpha\gamma$). Cette absence de structure a été remarquée dans cette région par Peterson [43] qui suggère également que des processus autres que directs doivent intervenir.

b) Niveaux $T = \frac{9}{2}$

Aucun niveau n'est observé entre 8 MeV et 13 MeV. Ceci nous permet d'identifier sans ambiguité les 4 niveaux observés au-delà comme analogues $T = \frac{9}{2}$. Ils n'ont jamais été observés auparavant et nous pouvons en déduire la différence d'énergie coulombienne ΔE_c (^{47}Ca - ^{47}K) = 6.86 ± 0.04 MeV.

Le potassium 47 était jusqu'à présent assez peu connu. Il a été montré que le fondamental n'avait pas le spin $\frac{3}{2}^+$ comme on s'y attendait, mais le spin $\frac{1}{2}^+$ correspondant à un trou 2^- s $\frac{1}{2}$ dans ^{48}Ca, et le premier excité $\frac{3}{2}^+$ correspondant à un trou 1 d $\frac{3}{2}$ [46]. La recherche des niveaux suivants a été faite systématiquement jusqu'à 5 MeV sans succès [35]. Si on admet que les deux premiers niveaux contiennent toute la force 2 s $\frac{1}{2}$ et 1 d $\frac{3}{2}$, les niveaux suivants sont donc des trous 1 d $\frac{5}{2}$ et par conséquent une assez grande énergie incidente est nécessaire pour les observer car cette couche devient de plus en plus profonde dans le noyau avec le remplissage en neutrons de la couche 1 f $\frac{7}{2}$.

Dans la réaction ^{48}Ca (p,d) ^{47}Ca nous avons mis en évidence 4 niveaux $T = \frac{9}{2}$, dont les deux premiers à 12.73 et 13.09 MeV correspondent au niveau fondamental $\frac{1}{2}^+$ et au premier excité $\frac{3}{2}^+$ à 0.36 MeV dans le ^{47}K. Le troisième niveau à 16.12 MeV a une distribution angulaire typique d'un transfert $\ell = 2$ (figure 12). C'est l'analogue d'un niveau $\frac{5}{2}^+$ vers 3.4 MeV dans le ^{47}K. Un tel niveau $\frac{5}{2}^+$ a été prédit par Sartoris et Zamick à 2.0 MeV [47]. Le facteur spectroscopique mesuré 0.06 est en assez bon accord avec la valeur 0.098 prédite par leurs calculs. C'est donc une assez petite composante $\frac{5}{2}^+$. Le quatrième niveau $T = \frac{9}{2}$ est observé à 18.11 MeV, suggérant la présence d'un niveau vers 5.4 MeV dans le ^{47}K. La forme de la distribution angulaire permet difficilement de fixer la valeur de ℓ. La comparaison avec des formes expérimentales de ℓ connu permet d'attribuer à ce niveau $\ell = (2, 3)$ et le calcul DWBA favorise nettement $\ell = 3$. Mais comme l'indiquent les résultats obtenus pour le niveau de 16.12 MeV, les calculs DWBA ne peuvent pas être pris très sérieusement à une telle énergie d'excitation. Si l'on adopte $\ell = 2$, il s'agit certainement d'un deuxième membre du multiplet $\frac{5}{2}^+$. Si l'on adopte $\ell = 3$, il s'agirait dans ^{47}K d'un niveau $\frac{7}{2}^-$ de configuration 1 p - 2 t en protons, semblable au niveau $\frac{7}{2}^-$ à 2.82 MeV dans le ^{39}K. Les calculs de Zamick concernant l'excitation du coeur en protons dans le ^{48}Ca [48] prévoient un facteur spectroscopique pour un tel niveau égal à 0.024, à comparer avec le résultat expérimental 0.035.

La réaction ^{48}Ca (d, He^3) ^{47}K a été étudiée récemment à Orsay à 82 MeV par Doubre [49]. Outre le fondamental $\frac{1}{2}^+$ et le premier niveau excité $\frac{3}{2}^+$, les deux principaux niveaux qu'ils ont observés sont à 3.39 et 5.42 MeV, à comparer avec 3.39 et 5.38 MeV suggérés par notre expérience.

Niveaux analogues dans ^{47}Ca ce travail				^{47}K (littérature)				
E_x (MeV)	ℓ_n	J^π	C^2S	E_x (MeV)	J^π	ℓ_p	S/9	
12.73	0	$1/2^+$	0.10	0	$1/2^+$	0	0.16	0.16 (Th.)
13.09	2	$(3/2)^+$	0.18	0.36	$(3/2)^+$	2	0.33	0.38 "
16.12	2	$(5/2)^+$	0.06					0.098 "
18.11	(3)	$(7/2^-)$	0.035					

5) Règles de somme

Les intensités totales pour les divers moments de transfert sont données dans le tableau 6. Les facteurs spectroscopiques sont ceux obtenus par la méthode de l'énergie de liaison effective.

Transitions $\ell = 0$: Pratiquement toute l'intensité 2 s $\frac{1}{2}$ est obtenue dans un seul niveau $T_<$ et un seul niveau $T_>$ dans le ^{39}Ca et le ^{47}Ca, tandis que la fragmentation est importante dans le ^{41}Ca et le ^{43}Ca. Alors que dans le ^{41}Ca la somme est voisine de la valeur théorique (90 %), on en trouve seulement 70 % dans le ^{43}Ca, indiquant sans doute que des niveaux $\frac{1}{2}^+$ n'ont pas été observés à cause d'une plus grande fragmentation dans ^{43}Ca de l'intensité 2 s $\frac{1}{2}$.

Les rapports $\frac{\Sigma C^2 S(T_<)}{\Sigma C^2 S(T_>)}$ sont respectivement 1.9, 6.6 et 18.0 pour les noyaux ^{41}Ca, ^{43}Ca, ^{47}Ca, alors que les valeurs attendues sont 2, 4 et 8. Ces valeurs ne sont pas modifiées de façon sensible si on prend la méthode de Pinkston et Satchler. La raison principale du désaccord est sans doute l'impossibilité de faire des prévisions correctes avec la DWBA dès que l'énergie d'excitation devient trop grande, et lorsque l'écart entre les niveaux $T_<$ et $T_>$ devient trop important.

Transitions $\ell = 2$: L'hypothèse que deux niveaux $\frac{3}{2}^+$ seulement sont excités dans chaque réaction, à savoir l'analogue et l'antianalogue, semble tout à fait raisonnable au vu des résultats des règles de somme. Toute l'intensité 1 d $\frac{3}{2}$ est pratiquement rassemblée dans ces deux niveaux, sauf dans le calcium 43 où l'on n'en trouve que 68 %. Deux explications sont possibles : d'autres niveaux $\ell = 2$ doivent être considérés comme ayant $J^\Pi = \frac{3}{2}^+$, ou bien il manque effectivement une proportion non négligeable des neutrons dans la couche 1 d $\frac{3}{2}$. La première solution pourrait être testée en mesurant l'asymétrie avec un faisceau polarisé. Mais cette expérience serait longue car une bonne statistique et une assez bonne résolution sont indispensables ; or les faisceaux polarisés sont peu intenses.

Les rapports $\frac{\Sigma C^2 S(T_<)}{\Sigma C^2 S(T_>)}$ sont 3.2, 7.7 et 20, alors que les

		$^{40}Ca(p,d)^{39}Ca$		$^{42}Ca(p,d)^{41}Ca$		$^{44}Ca(p,d)^{43}Ca$				$^{48}Ca(p,d)^{47}Ca$	
		ΣC^2S	$\Sigma C^2S/N$ a)	ΣC^2S	$\Sigma C^2S/N$	ΣC^2S	$\Sigma C^2S/N$	ΣC^2S b)	$\Sigma C^2S/N$	ΣC^2S	$\Sigma C^2S/N$
l = 1	$3/2^-$	0.01		0.03		0.1				0.02	
l = 3	$5/2^-$	0.04				0.05					
	$7/2^-$	0.21		1.7	85 %	2.9	73 %	3.4	85 %	6.8	85 %
l = 2	$3/2^+$	4.2	105 %	4.0	100 %	2.7	68 %	3.2	80 %	3.8	95 %
						2.9 c)	73 %	3.4 c)	85 %		
	$5/2^+$	3.2	53 %	2.3	38 %	1.7	28 %	2.0	33 %	1.0	17 %
l = 0	$1/2^+$	2.0	100 %	1.8	90 %	1.4	70 %	1.6	80 %	1.9	95 %

TABLEAU 6 - Règles de somme pour les réactions (p, d).

a) $\Sigma C^2 S/N$ = remplissage relatif de l'orbite en pour cent.

b) Les facteurs spectroscopiques ont été normalisés pour donner $\Sigma C^2 S\left(\frac{7}{2}^-\right)/N = 85\ \%$.

c) Les niveaux à 1.39 et 9.15 MeV ont été inclus dans l'intensité $|d\ \frac{3}{2}$.

valeurs théoriques sont 2, 4 et 8 pour ^{41}Ca, ^{43}Ca et ^{47}Ca respectivement. Les valeurs expérimentales sont donc très proches de celles obtenues pour les transitions $\ell = 0$ et les mêmes commentaires s'appliquent ici aussi.

L'intensité totale 1 d $\frac{5}{2}$ observée diminue régulièrement quand on passe de ^{39}Ca à ^{47}Ca. Ceci n'est pas trop surprenant car l'orbitale 1 d $\frac{5}{2}$ est relativement profonde dans les noyaux de calcium, et d'autant plus difficile à atteindre que la couche 1 f $\frac{7}{2}$ est plus remplie. D'autre part, si la fragmentation intense nous permet d'observer effectivement quelques niveaux, les autres sont rejetés vers de hautes énergies d'excitation et noyés dans le continuum.

Transitions $\ell = 3$: Dans les noyaux ^{41}Ca, ^{43}Ca et ^{47}Ca, les transitions $\ell = 3$ mènent essentiellement au fondamental qui absorbe presque toute l'intensité observable. Il n'est pas possible, à partir de cette expérience, de distinguer entre $\frac{5}{2}^-$ et $\frac{7}{2}^-$, aussi tous les niveaux excités $\ell = 3$ non connus comme $\frac{5}{2}^-$ ont été supposés $\frac{7}{2}^-$. Il faut remarquer d'autre part que les distributions angulaires prédites par la DWBA sont en général peu satisfaisantes, même pour les fondamentaux, excepté dans le calcium 47. D'autre part, dans le ^{43}Ca et le ^{47}Ca, il a été impossible de décider entre $\ell = 2$ et $\ell = 3$ pour quelques distributions angulaires.

Les 73 % trouvés dans ^{43}Ca ne peuvent pas être attribués de façon certaine à un effet réel car la différence par rapport aux 85 % trouvés dans ^{41}Ca et ^{47}Ca peut très bien s'expliquer par l'erreur admise dans la mesure de la section efficace absolue.

Dans le ^{39}Ca les transitions $\ell = 3$ conduisant au niveau $\frac{7}{2}^-$ s'expliquent comme le pick up d'un neutron dans des configurations du type deux particules deux trous. Gerace et Green ont calculé une fonction d'onde du ^{40}Ca dans laquelle ils ont trouvé une forte composante 2 particules - 2 trous, d'amplitude $\sim$ 0.4 [50]. Pour les réactions (p,d) ceci se ramène à un facteur spectroscopique de 0.17, ce qui est en excellent accord avec la valeur expérimentale 0.21. Les calculs effectués par Zamick ont conduit à une valeur très semblable, 0.22 [48].

Transitions L = 1 : L'intensité $\ell = 1$ observée dans les noyaux de ^{41}Ca, ^{43}Ca et ^{47}Ca est très faible et ne correspond pas à l'intensité manquante $\ell = 3$, comme on aurait pu s'y attendre en supposant que les particules manquant dans la couche f $\frac{7}{2}$ se trouvaient essentiellement dans 2 p $\frac{3}{2}$. Il faut certainement les rechercher plus haut, comme l'indique par exemple l'excitation des niveaux de particule $\frac{1^-}{2}$ vers 2.9 MeV dans ^{47}Ca. Les calculs théoriques prévoient une intensité 2 p $\frac{3}{2}$ entre 0.05 et 0.1 [50][51], ce qui n'est pas en profond désaccord avec nos résultats.

En conclusion, l'étude des réactions (p,d) a confirmé que les calcium sont des noyaux très raisonnablement sphériques surtout au début et à la fin du remplissage de la couche 1 f $\frac{7}{2}$ en neutrons. Tous les facteurs spectroscopiques ont été trouvés plus faibles dans la réaction ^{44}Ca (p,d) ^{43}Ca et ceci ne semble pas être une erreur de normalisation, la section efficace absolue ayant été mesurée dans deux expériences totalement indépendantes avec deux cibles distinctes. Même si la transition $\ell = 3$ au fondamental est renormalisée par rapport aux autres réactions, les règles de somme pour les transferts $\ell = 0$ et $\ell = 2$ indiquent que toute l'intensité n'est pas observée. Ceci peut être expliqué en remarquant que le ^{44}Ca correspond exactement au demi-remplissage de la couche 1 f $\frac{7}{2}$ et qu'il n'est pas anormal qu'il soit le plus déformé. L'effet observé serait donc dû à la combinaison des deux causes suivantes : une probabilité d'occupation des couches 2 s $\frac{1}{2}$, 1 d $\frac{3}{2}$ et même 1 f $\frac{7}{2}$ plus faible que dans les autres calcium et une fragmentation de la force plus importante faisant que de nombreux niveaux trop faiblement excités ne sont pas observés. C'est en effet dans le ^{43}Ca que la densité des niveaux est la plus forte en dessous de 2.5 MeV d'énergie d'excitation.

B - Réactions (p,α)

Nous avons étudié les réactions (p,α) sur les isotopes de masse 40, 42, 44, 48 du calcium à une énergie incidente de 56.6 MeV Les résultats sont présentés sur les figures 13a à 13d, où les distributions angulaires sont classées par valeurs du moment de transfert. La liste des niveaux observés est présentée dans le tableau 7 où nous avons également indiqué la valeur de la section efficace pour chaque niveau à $\theta_{Lab.} = 23°$.

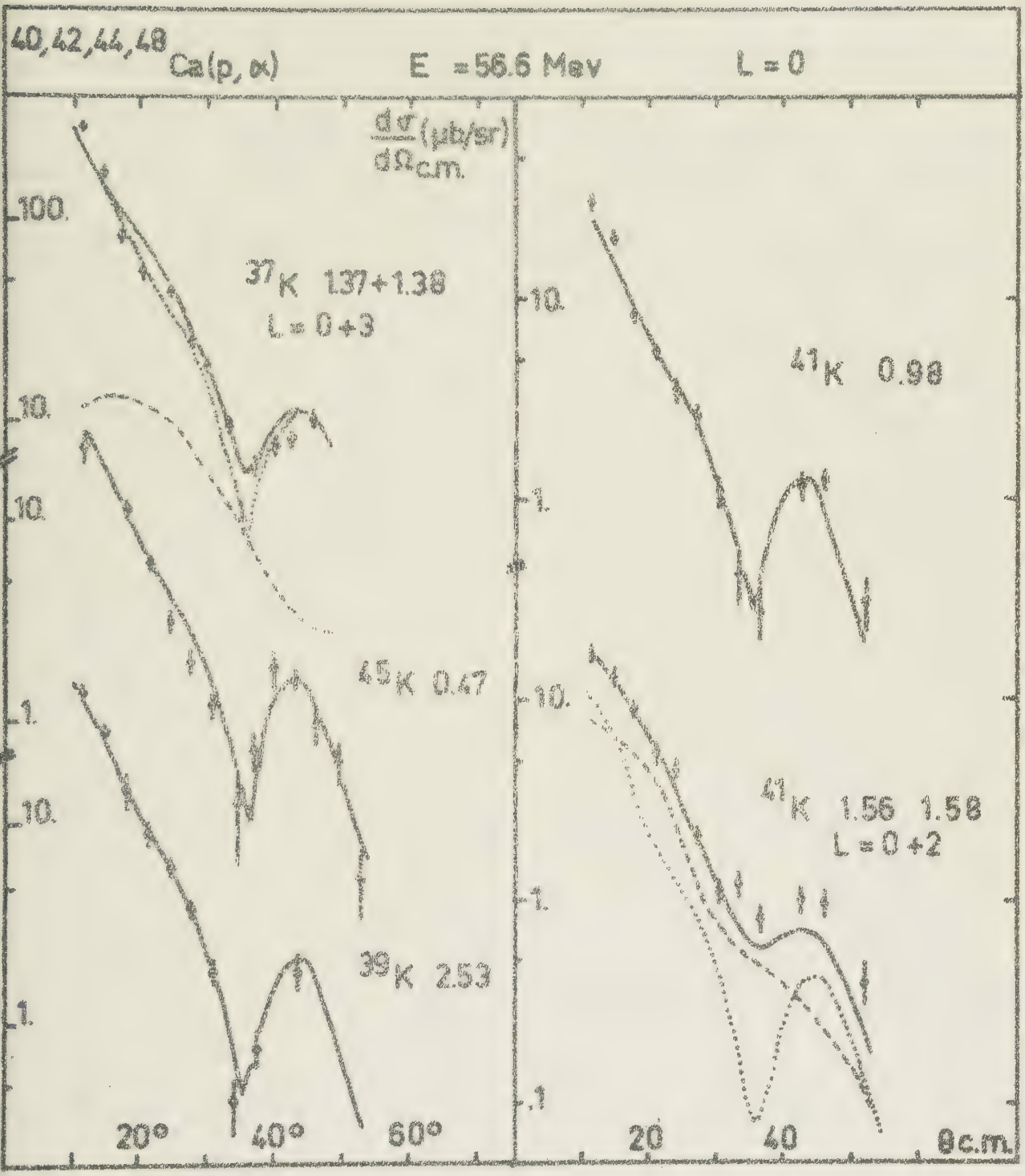
Nous verrons que le mécanisme le plus important est sans aucun doute le pick up, comme il avait été suggéré dans un précédent chapitre (voir chapitre III). Les résultats des calculs DWBA ont été obtenus dans l'hypothèse que ce mécanisme est le seul à prendre en compte. Le facteur de forme a été calculé suivant la méthode indiquée dans le chapitre III. L'ensemble des résultats des calculs DWBA est présenté sur la figure 14 pour les niveaux les plus caractéristiques. Les formes expérimentales sont en général très bien reproduites compte tenu des hypothèses simplificatrices introduites dans les calculs. Les transitions L = 2 en particulier montrent un accord excellent entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux.

Un résultat intéressant est donné par la dépendance en J de la forme des distributions angulaires pour L = 2. Ce phénomène n'est pas aussi marqué que dans les réactions à plus basse énergie [52] car les distributions angulaires ont assez peu de structure, mais il est très clairement distingué sur la figure 15 où nous avons représenté les résultats pour des niveaux de spin connu. La dépendance en J se manifeste par un déphasage complet entre les distributions et cette caractéristique des réactions (p,α) a été bien reproduite par les calculs DWBA.

Après avoir présenté et discuté les résultats de chaque réaction en particulier nous ferons une comparaison globale des réactions entre elles.

1) Réaction ^{40}Ca (p,α) ^{37}K

Le schéma de niveaux du potassium 37 est maintenant assez bien connu et de nombreux spins et parités ont été déterminés jusqu'à 7 MeV



URE 13a Réactions (p,α). Distributions angulaires L=o . Les courbes en traits pleins représentent la forme moyenne des distributions experimentales L= o .

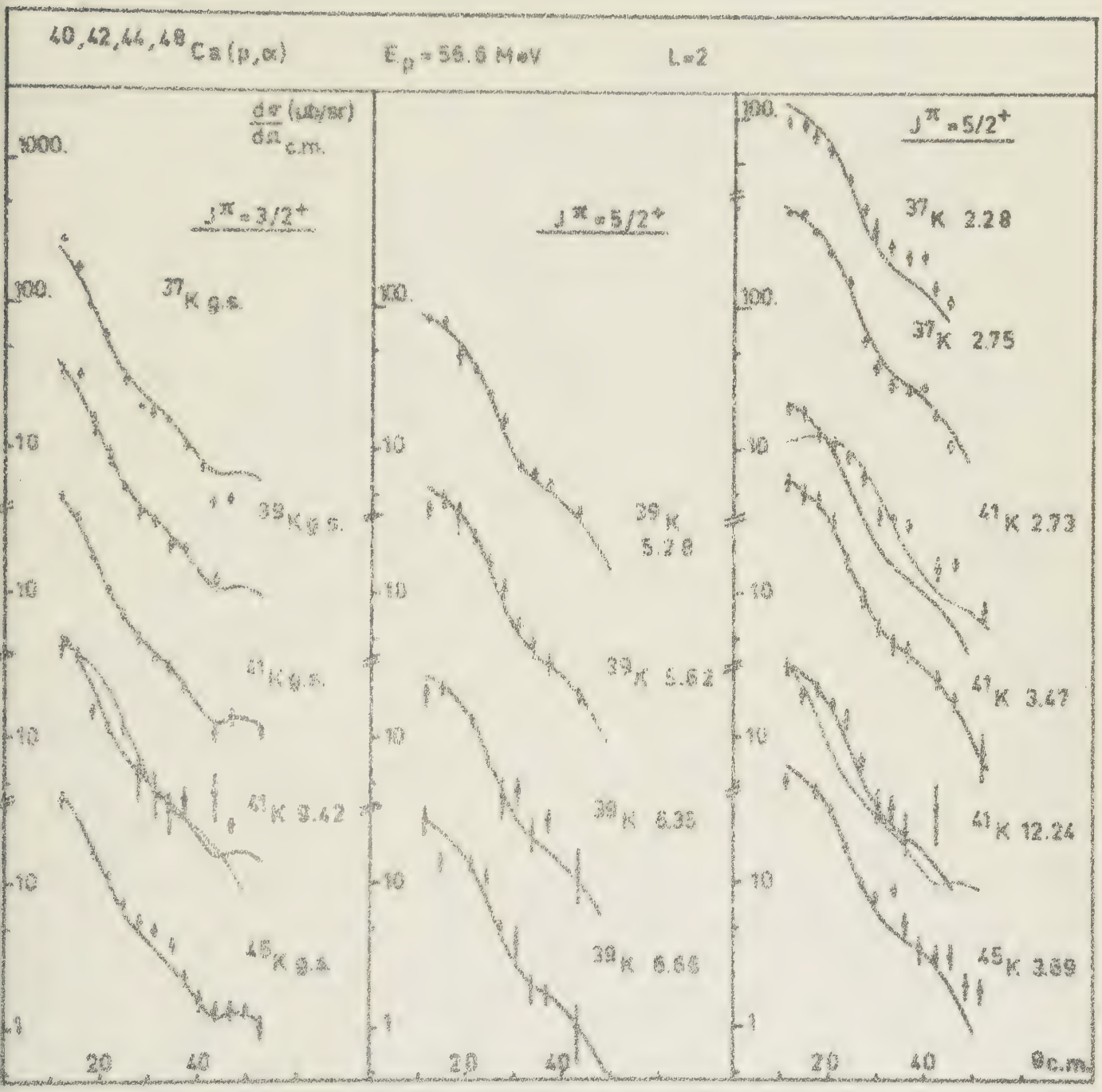


FIGURE 13b Reactions (p,α). Distributions angulaires L=2. Les courbes en traits pleins représentent la forme moyenne des distributions expérimentales L=2.

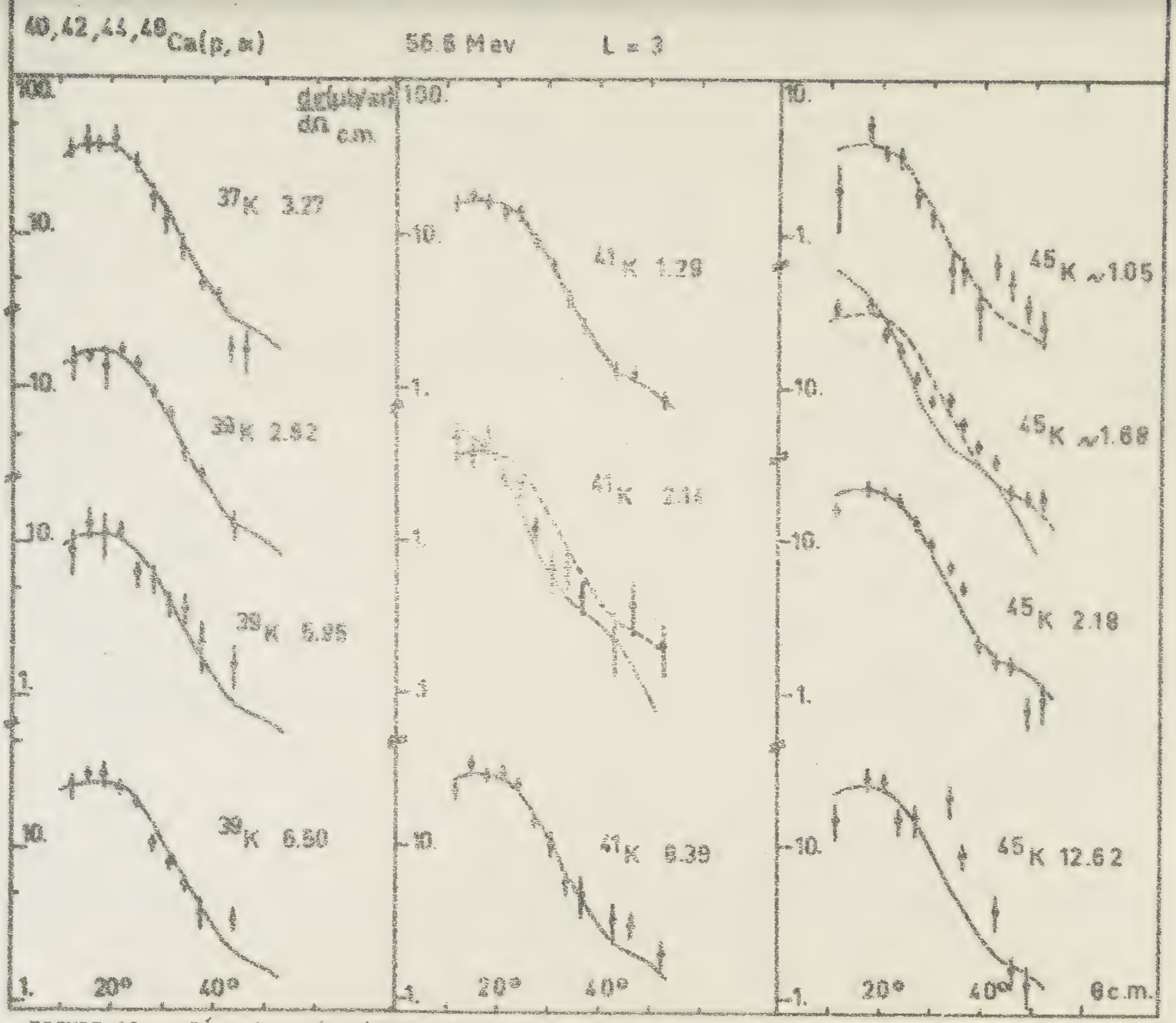


FIGURE 13c Réactions (p,α). Distributions angulaires L=3. Les courbes en traits pleins représentent la forme moyenne des distributions expérimentales L=3.

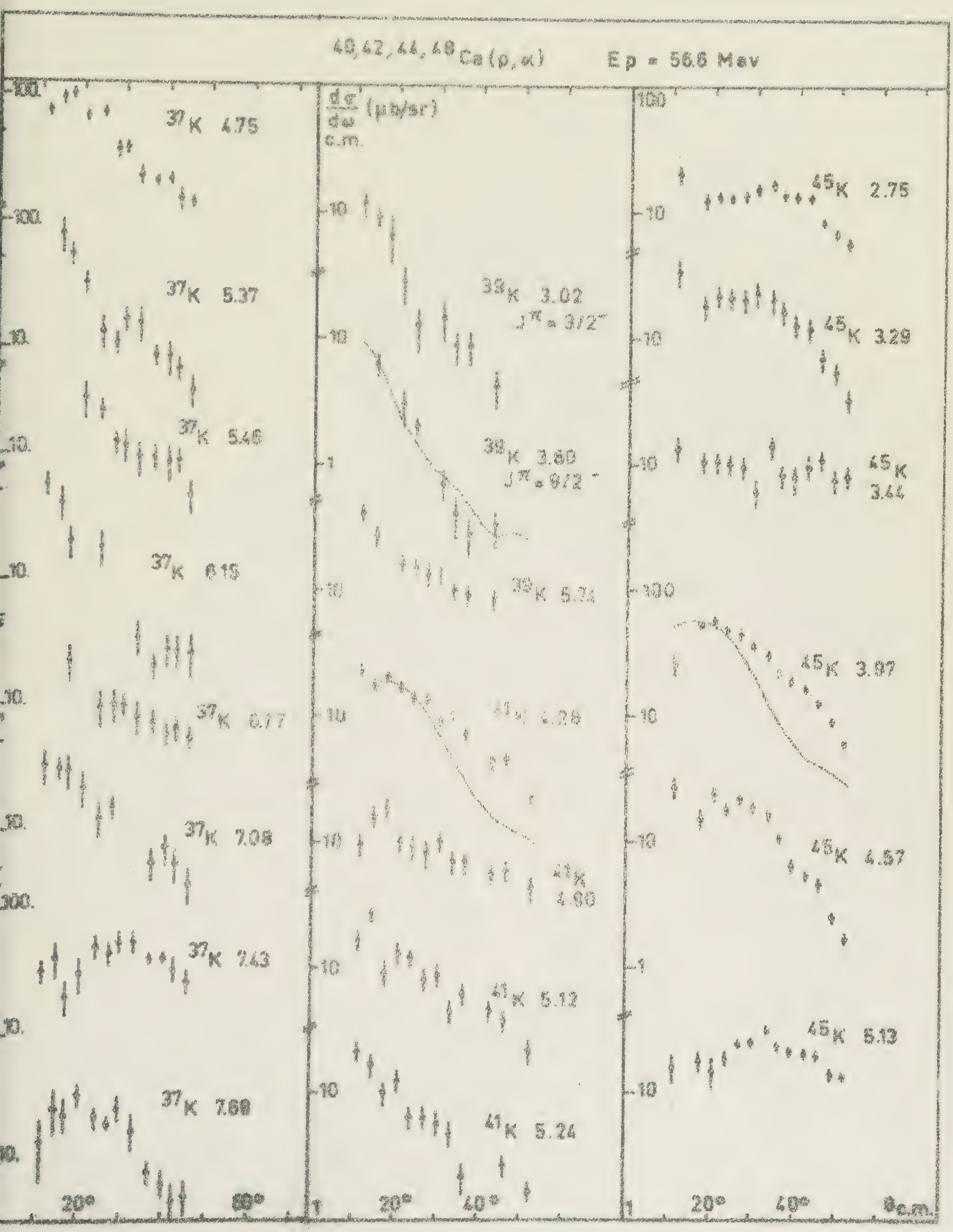


FIGURE 13d Reactions (p,α). Distributions angulaires expérimentales.

$^{40}Ca(p,\alpha)^{37}K$				$^{42}Ca(p,\alpha)^{39}K$				$^{44}Ca(p,\alpha)^{41}K$				$^{48}Ca(p,\alpha)^{45}K$			
E_x(a)	L	J^π	σ(b)	E_x(a)	L	J^π	σ(b)	E_x(a)	L	J^π	σ(b)	E_x(a)	L	J^π	σ(b)
0	2	$3/2^+$	27.0	0	2	$3/2^+$	6.0	0	2	$3/2^+$	7.7	0	2	$3/2^+$	7.5
1.37	0	$1/2^+$	40.1	2.53	0	$1/2^+$	6.4	.98	0	$1/2^+$	3.9	0.47	0	$1/2^+$	3.4
1.38	3	$7/2^-$		2.82	3	$7/2^-$	15.9	1.29	3	$7/2^-$	15.2	1.01 1.08	(3+..)		3.2
2.28	2	$5/2^+$	34.2	3.02	1	$3/2^-$	1.35	1.6	0+2		4.9				
2.75	2		137	3.60		$9/2^-$	2.2	2.14	(2,3)		2.6	1.64 1.71	(2+..)		18.2
3.27	3		25.3	4.0	multiplet non résolu			2.73	(2,3)		9.9				
3.52			4.0	4.5	multiplet non résolu			3.47	2	$5/2^+$	18.4	2.18	3		18.7
4.75	(3)		64.4	5.28	2	$5/2^+$	26.6	4.28	(>3)		15.0	2.75	(>3)		14.3
5.37			12.2	5.62	2	$5/2^+$	18.1	4.90			9.9	3.29	(≥3)		23.0
5.46			20.2	5.74	(>3)		16.3	5.12			13.0	3.44			11.1
6.15			16.1	5.95	3		6.86	5.54	(>3)		7.2	3.69	2	$5/2^+$	19.2
6.77			8.5	6.35	2	$5/2^+$	7.75	8.39(IAS)	3	$(7/2)^-$	28.0	3.97	(≥3)		54.8
7.09	(≥3)		11.3	6.50(IAS)	3	$(7/2)^-$	22.4	9.42(IAS)	2	$3/2^+$	13.0	4.57	(≥3)		19.8
7.21			11.3	6.66	2	$5/2^+$	12.4	12.22(IAS)	2	$5/2^+$	14.9	4.90			2.1
7.43	(>3)		44.2	7.30								5.13	(>3)		21.3
7.68	(>3)		20.8	7.68								7.77			
				7.95								12.62(IAS)	(3)	(7/2-)	18.7

TABLEAU 7 - Résultats des réactions $^{40, 42, 44, 48}Ca\ (p,\alpha)\ ^{37, 39, 41, 45}K$.

a) $\Delta E_x = \pm$ 30 keV pour $E_x <$ 7 meV et $\Delta E_x = \pm$ 50 keV au-delà.

b) Section efficace dans le laboratoire en $\mu b/sr$ à $\theta_{Lab.} = 23°$.

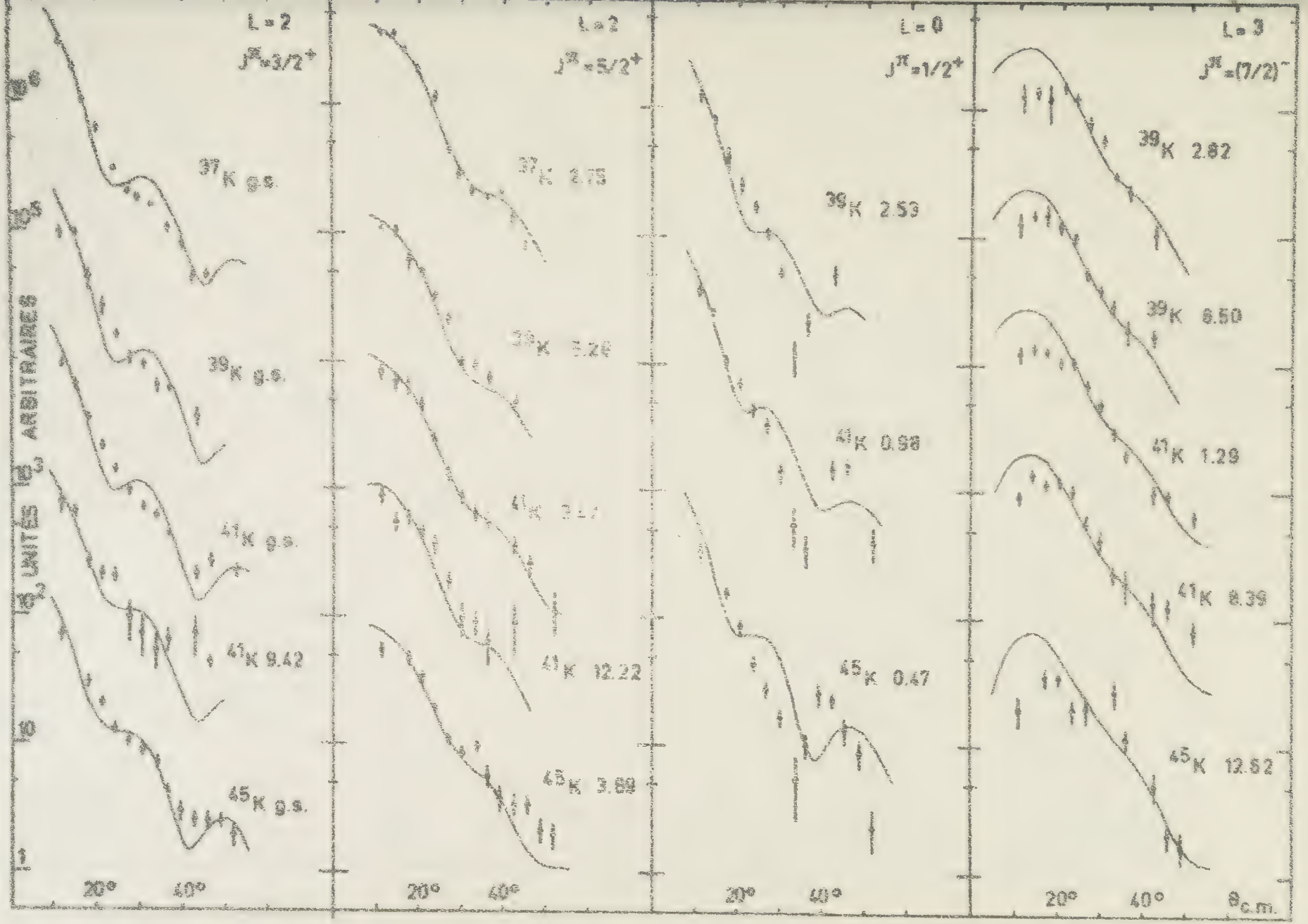


FIGURE 14 Distributions angulaires expérimentales et résultats du calcul DWBA pour les réactions ^{40,47,44,48}Ca(d,p)^{37,39,41,45}K.

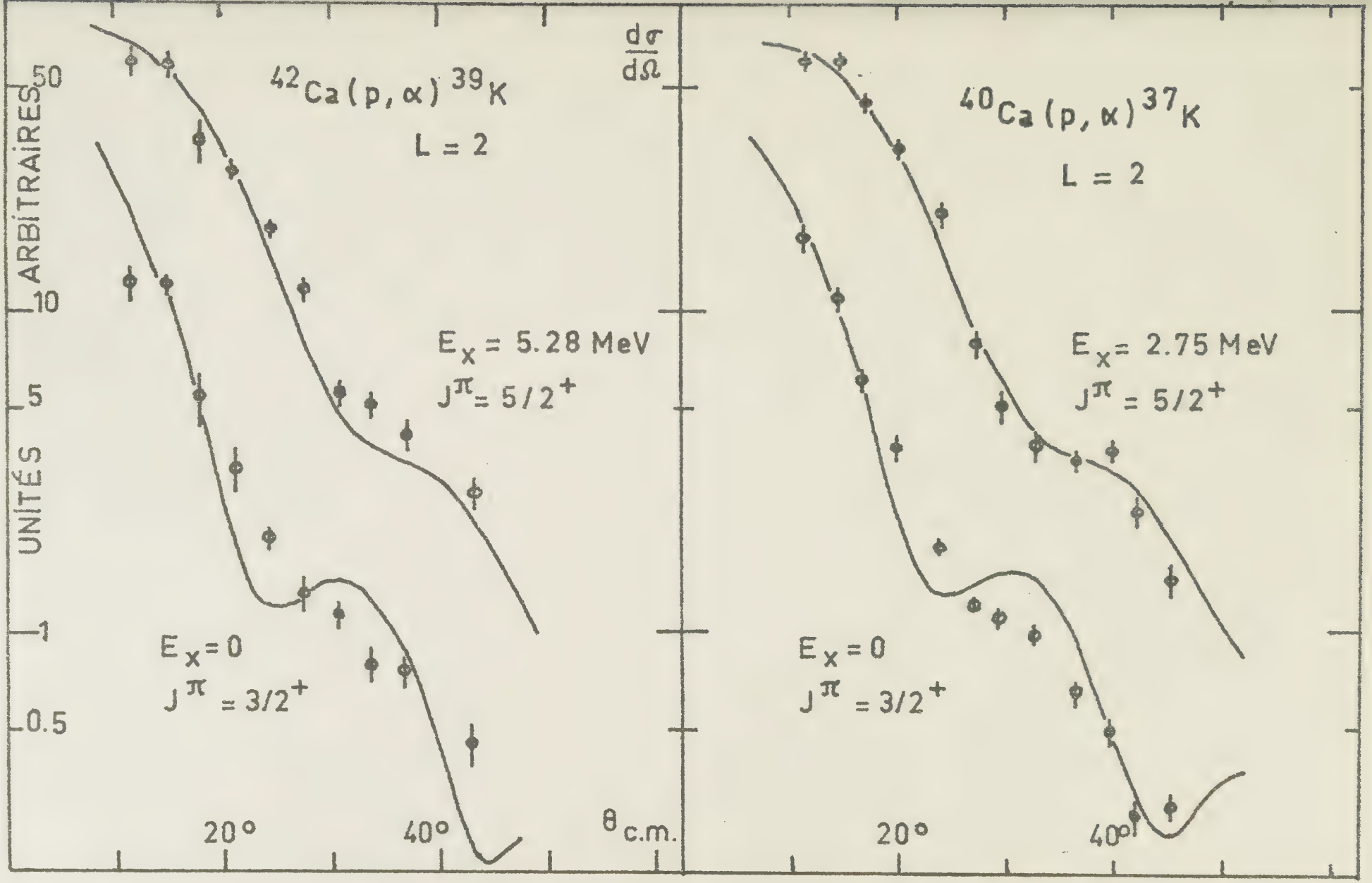


FIGURE 15 - Dépendance en J des distributions angulaires L = 2. Les courbes en traits pleins sont le résultat du calcul DWBA.

d'énergie d'excitation [53][54]. Le ^{38}Ca n'étant pas stable, aucune réaction de pick up d'un proton n'a pu être faite et il nous sera donc impossible de comparer nos résultats à ce genre d'expérience.

Un spectre typique du ^{37}K obtenu dans la réaction (p,α) est présenté sur la figure 16, sur lequel on remarque deux niveaux fortement excités. Le premier est le niveau $\frac{5^+}{2}$ à 2.75 MeV ; nous verrons dans les autres réactions également qu'un niveau $\frac{5^+}{2}$ au moins est toujours fortement excité. Le deuxième niveau est à 7.43 MeV mais sa distribution angulaire n'est pas caractéristique d'un moment L connu. Sa forme suggère seulement un transfert L > 3.

La distribution angulaire du doublet 1.368 - 1.380 MeV montre une contribution majeure du transfert L = 0, indiquant que le niveau L = 0 à 1.368 MeV est fortement excité. A partir de formes moyennes tirées des autres expériences, nous avons tenté de reproduire la distribution angulaire de ce doublet (figure 13a) mais l'incertitude est grande sur la section efficace attribuée à la transition L = 3. Le niveau $\frac{1^+}{2}$, bien représenté par la configuration $\left[(\nu\, 1d_{3/2}^{-2})_0\ (\pi\, 2\, s_{1/2}^{-1})\right]$, est facilement excité par la réaction (p,α). Le niveau $\frac{7^-}{2}$ bénéficie d'une section efficace plus faible car il ne peut être excité qu'à partir des composantes 2p - 2t ou 4p - 4t de la fonction d'onde de la cible.

Par comparaison des distributions angulaires, nous pouvons dire que le niveau à 2.28 MeV a pour spin et parité $\frac{5^+}{2}$. Son niveau analogue dans le noyau miroir ^{37}A était seulement connu comme ayant $J = (\frac{5}{2}, \frac{7}{2})$ [57]. Le niveau observé à 3.27 MeV a une distribution angulaire typique d'un transfert L = 3, mais aucune identification avec un des niveaux déjà connus dans cette région n'est possible. Il s'agit très probablement d'un nouveau niveau, peuplé seulement par la réaction (p,α).

Le niveau à 2.169 MeV connu comme $\frac{3^-}{2}$ n'est pas observé du tout dans notre expérience, alors qu'il est fortement excité dans les réactions (^{3}He, d) et (d,n) où il est caractérisé par un transfert ℓ = 1 [53][55], ainsi que dans la réaction (p,α) à 12.6 MeV [53]. D'autre part, son analogue à 2.50 MeV dans ^{37}A est bien excité avec un trans-

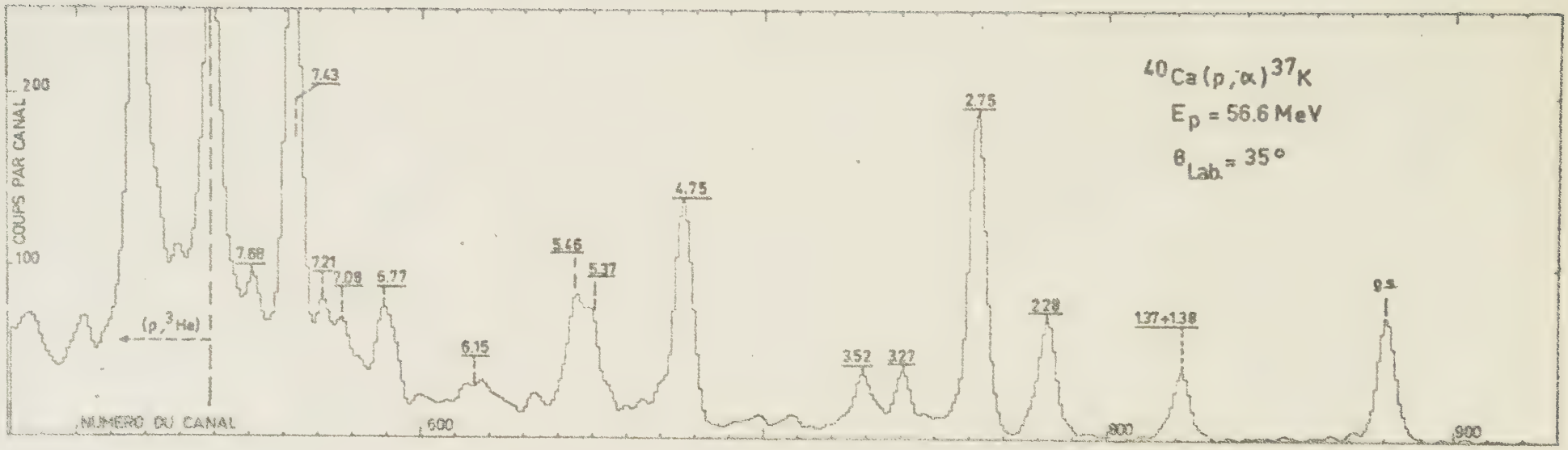


FIGURE 16 Spectre de la réaction $^{40}Ca(p,\alpha)^{37}K$.

fert $\ell = 1$ dans la réaction (d,p) [56]. Ceci nous permet de conclure que la réaction ^{40}Ca (p,α) ^{37}K à 56.6 MeV procède essentiellement par pick up et non par knock on. Toutefois, le knock on peut intervenir dans la mesure où le proton est capturé sur l'orbite d'où la particule α a été chassée, phénomène que nous ne pouvons pas distinguer du pick up.

2) Réaction ^{42}Ca (p, α) ^{39}K

Cette réaction conduit à un noyau bien connu, ^{39}K, ce qui devrait considérablement nous aider à mieux comprendre le mécanisme. Nous avons représenté sur la figure 17 un spectre de cette réaction, comparé d'une part aux résultats obtenus par la réaction ^{38}A (d,n) ^{39}K [58], d'autre part au spectre de la réaction ^{40}Ca (p,d) ^{39}Ca (cf. chapitre IVA) qui est la réaction analogue au pick up d'un proton. Il ressort de cette comparaison que la réaction (p,α) est beaucoup plus apparentée au pick up qu'au stripping, ce qui montre de nouveau que le mécanisme de pick up est sans aucun doute plus important que le knock on. Nous pouvons en effet faire les observations suivantes :

Les niveaux décrits principalement par un trou de proton dans la couche (sd) du ^{40}Ca sont bien excités : à savoir le niveau fondamental $\frac{3^+}{2}$, le niveau $\frac{1^+}{2}$ à 2.53 MeV et plusieurs niveaux $\frac{5^+}{2}$ au-dessus de 5 MeV. Le niveau $\frac{5^+}{2}$ à 5.28 MeV est le plus fortement excité. Nous avons mis en évidence un nouveau niveau $\frac{5^+}{2}$ à 6.66 MeV.

Les niveaux $\frac{7^-}{2}$ sont peu excités dans les réactions ^{40}Ca (p,d) ou ^{40}Ca (d, ^3He) car ils ne peuvent provenir que du pick up d'une particule dans les composantes 2p - 2t ou 4p - 4t du noyau de ^{40}Ca. Dans la réaction (p,α) ils peuvent au contraire être atteints assez simplement par le pick up d'un neutron dans 1 f $\frac{7}{2}$ et les deux autres particules dans la couche (s,d). C'est pourquoi ils sont fortement peuplés dans cette expérience. Le caractère L = 3 du niveau à 6.50 MeV et sa position en énergie nous permettent de l'identifier comme analogue du niveau fondamental du noyau ^{39}A. Ce résultat est en très bon accord avec l'identification par Maripuu de l'analogue du premier niveau excité de ^{39}A à 7.74 MeV [59]. Nous pouvons raisonnablement supposer que le niveau $\frac{7^-}{2}$ à 2.82 MeV est l'antianalogue du niveau à 6.50 MeV. Confor-

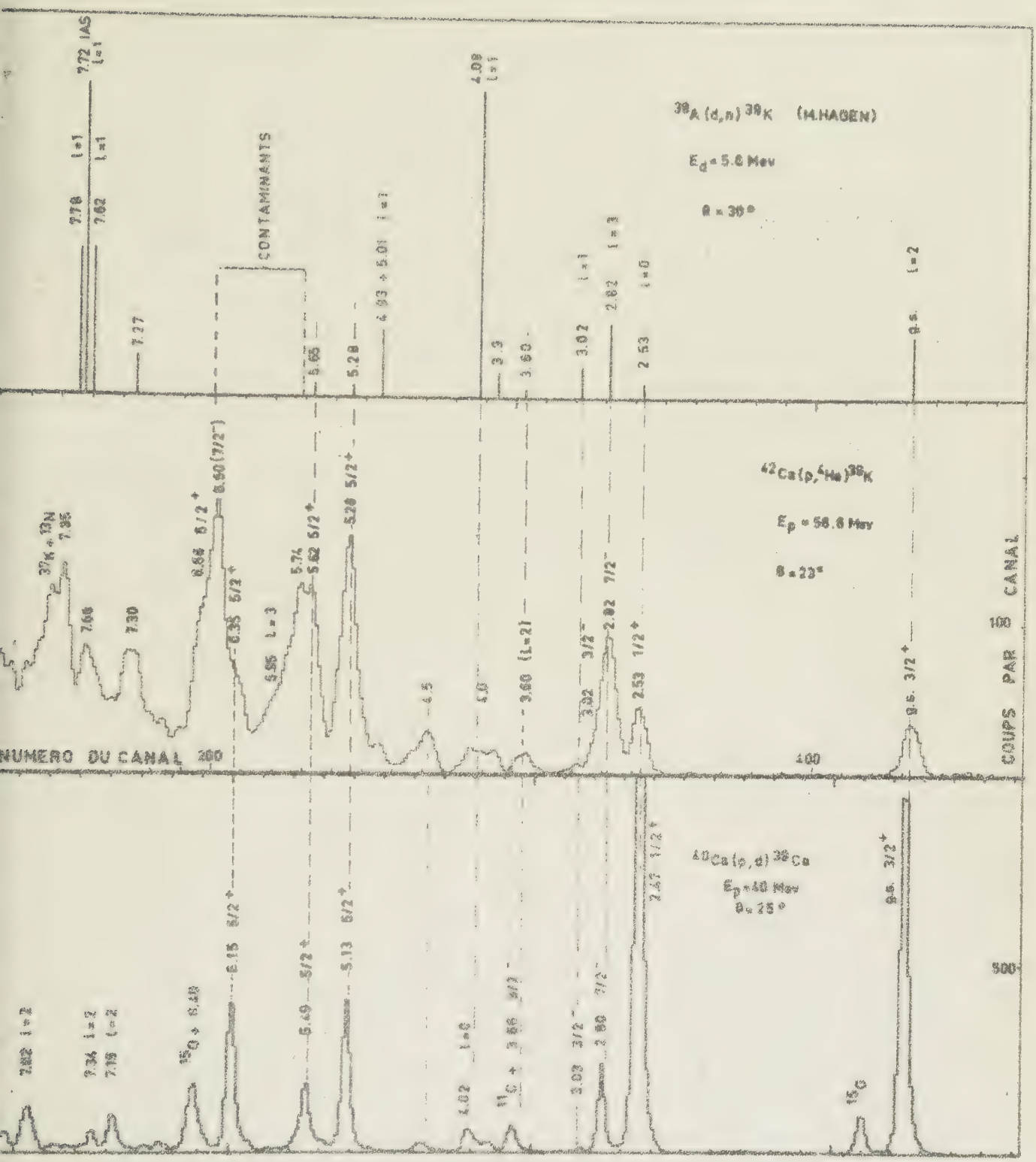


FIGURE 17 Spectre de la réaction ^{42}Ca(p,α), comparé au spectre obtenu dans la réaction de stripping d'un proton (d,n) et au spectre obtenu dans la réaction (p,d) analogue de la réaction de pick up d'un proton (d,^{3}He).

ment aux conclusions du chapitre III B, le rapport des sections efficaces $\frac{\sigma(T_>)}{\sigma(T_<)}$ devrait être approximativement 2. La valeur expérimentale 1.6 est en excellent accord avec la valeur prédite.

Le niveau $\frac{9^-}{2}$ à 3.60 MeV aurait pu nous donner un exemple de moment de transfert L = 5, mais sa distribution angulaire est plutôt caractéristique de L = 2 (figure 13d). Ce niveau a été décrit par le couplage faible $\left[\pi\,(1\,d^{-1}_{3/2}) \otimes {}^{40}Ca\,3^-\right]$ [17] mais il paraît difficile de relier la forme inattendue de la distribution angulaire à cette description du niveau.

Le fait que les niveaux $\frac{3^+}{2}$, $\frac{1^+}{2}$ et $\frac{5^+}{2}$ soient fortement excités alors que le niveau $\frac{7^-}{2}$ l'est peu et que le niveau $\frac{3^-}{2}$ n'est pas observé du tout nous permet de conclure que le mécanisme prédominant dans cette réaction est le pick up.

3) Réaction $^{44}Ca\,(p,\alpha)\,{}^{41}K$

Les niveaux de basse énergie du potassium 41 sont bien connus [35] [36] [60] et comme dans le cas du ^{39}K, la comparaison avec la réaction de pick up d'un proton nous conduit à la conclusion que le mécanisme est principalement le pick up :

Le niveau fondamental $\frac{3^+}{2}$ connu comme un trou de proton dans l'orbite 1 d $\frac{3}{2}$ est bien excité. Nous observons également avec une section efficace comparable le niveau $\frac{1^+}{2}$ à 0.98 MeV correspondant à un trou de proton dans l'orbite 2 s $\frac{1}{2}$. La réaction (p,α) permet d'attribuer au niveau à 2.14 MeV le moment de transfert L = (2, 3). Ce résultat, joint à ceux des réactions (p,d) et aux résultats d'autres auteurs [36] nous permet de dire que le niveau à 2.144 MeV a le spin et la parité $\frac{5^+}{2}$. Le niveau à 3.47 MeV avait été observé dans la réaction (t,α) avec $\ell_p = (2)$ [35] et notre expérience permet d'affirmer $J^\pi = \frac{5^+}{2}$.

Le niveau observé à 1.65 MeV dans la réaction (d,n) avec $\ell_p = 1$ [58] n'est pas observé dans la réaction (p,α), mais un doublet caractérisé par L = 0+ 2 est observé à 1.6 MeV, comme dans la réaction (t,α).

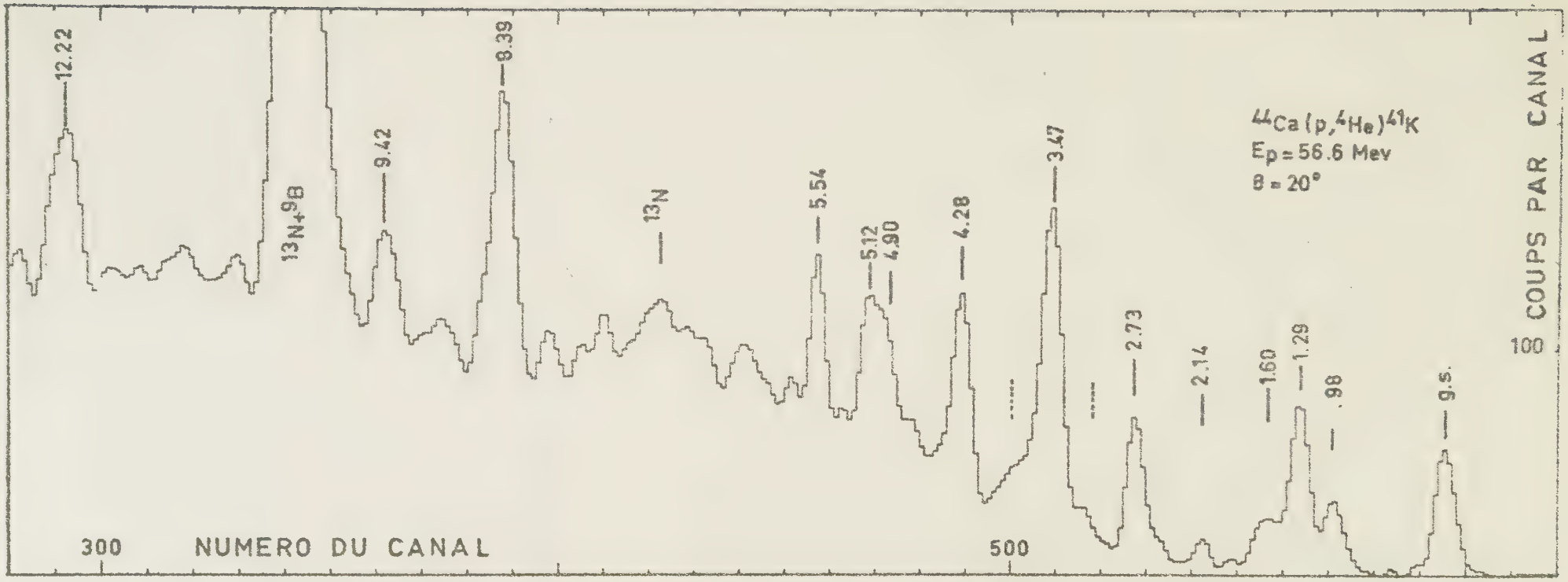


FIGURE 18 - Spectre de la réaction $^{44}Ca\ (p, \alpha)\ ^{41}K$.

Deux niveaux L = 3 ont été observés dans cette expérience, pour lesquels nous pouvons donner la même explication que dans la réaction ^{42}Ca (p,α) ^{39}K. Le premier niveau à 1.29 MeV peut être considéré comme l'antianalogue du niveau à 8.39 MeV. Ce dernier avait déjà été observé par Hagen dans la réaction (d,n) [58]. Le rapport $\frac{\sigma(T_>)}{\sigma(T_<)}$ est 1.8, à comparer avec la valeur théorique 4. Ceci suppose que, partant d'une cible ayant une composante unique avec quatre neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ autour d'un coeur fermé de ^{40}Ca, on prend un neutron dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ et les deux autres particules dans la couche (s,d).

Deux niveaux L = 2 ont été observés au-dessus de 8 MeV. Les distributions angulaires permettent d'attribuer les spins $\frac{3^+}{2}$ et $\frac{5^+}{2}$ à ces niveaux. Le premier, situé à 9.42 MeV est l'analogue du niveau $\frac{3^+}{2}$ à 1.035 MeV dans ^{41}A. Le deuxième, à 12.24 MeV n'a pas d'analogue connu dans ^{41}A. Il n'est pas surprenant qu'un tel niveau n'ait pas été observé car l'argon 41 ne peut pas être atteint par des réactions de pick up d'une ou même deux particules. Notre expérience suggère donc la présence d'un niveau $\frac{5^+}{2}$ dans ^{41}A vers 3.8 MeV pouvant être représenté principalement comme un noyau de ^{42}A avec un trou de neutron dans l'orbite 1 d $\frac{5}{2}$.

4) Réaction ^{48}Ca (p,α) ^{45}K.

Seules les réactions de pick up d'un proton à partir de ^{46}Ca ou d'un triton à partir de ^{48}Ca permettent d'observer le noyau ^{45}K. Ceci explique pourquoi il est assez peu connu. Les mesures les plus complètes concernant le pick up d'un proton sont celles de Santo et al. [35] qui a étudié la réaction (t,α) tandis que la réaction (p,α) a été étudiée à 17.5 MeV par Timbie qui observe essentiellement deux fortes transitions vers le fondamental $\frac{3^+}{2}$ et le premier excité $\frac{1^+}{2}$ [61].

Un spectre typique est présenté sur la figure 19, où l'on peut constater que deux catégories de niveaux sont excités : les niveaux les plus bas qui sont ceux observés dans la réaction (t,α) puis des niveaux ayant une très forte section efficace qui n'étaient pas encore connus.

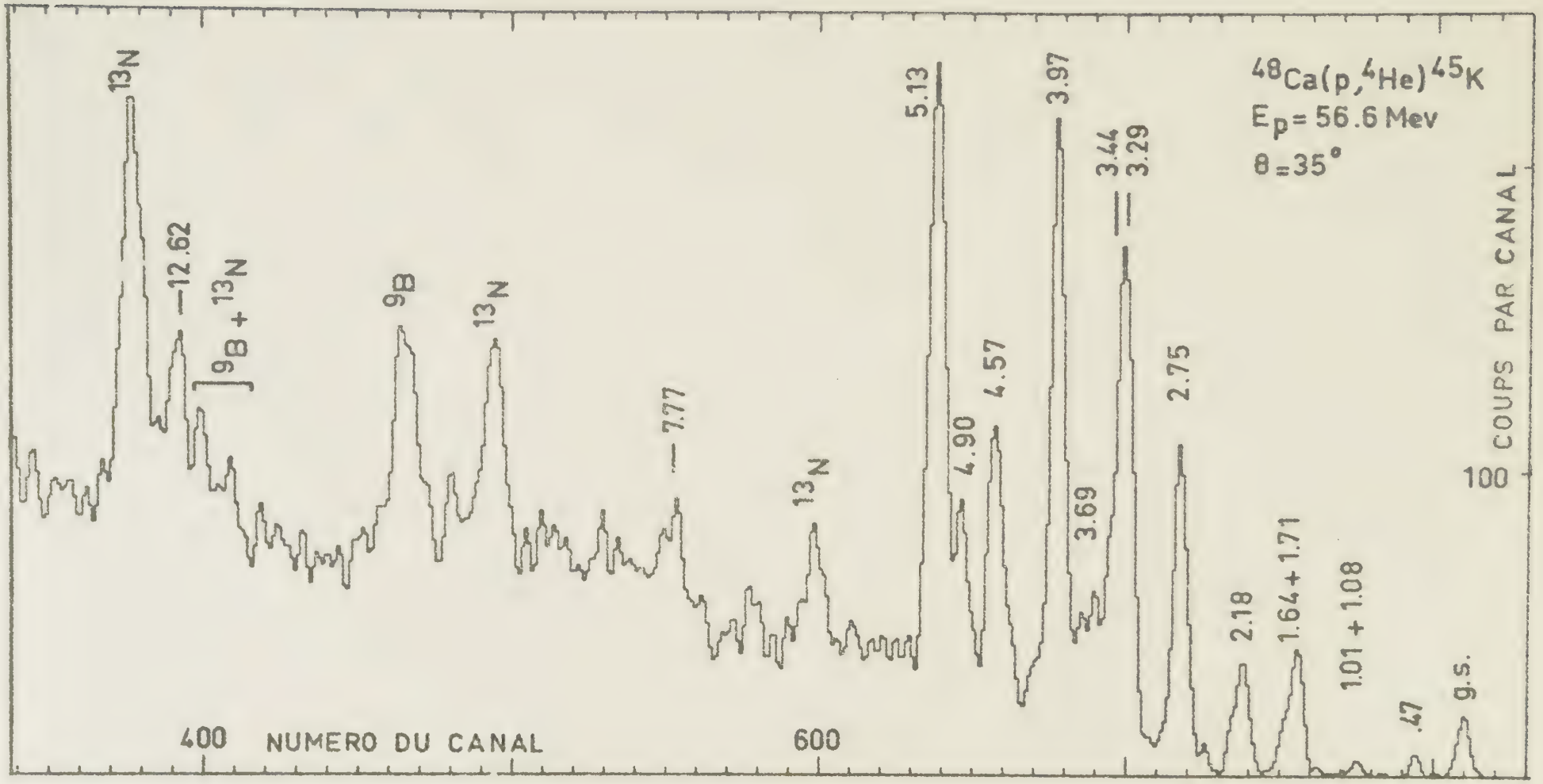


FIGURE 19 - Spectre de la réaction $^{48}Ca\ (p, \alpha)\ ^{45}K$.

Le niveau fondamental $\frac{3}{2}^+$ et le premier niveau excité $\frac{1}{2}^+$ à 0.47 MeV sont assez peu peuplés dans la réaction (p,α) comparativement aux autres niveaux. Ces niveaux peuvent être représentés essentiellement comme un trou de proton dans les orbites 1 d $\frac{3}{2}$ et 2 s $\frac{1}{2}$ du noyau ^{46}Ca. Un seul niveau L = 2 et $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ a pu être identifié de façon certaine. Ce niveau, observé à l'énergie 3.69 MeV, correspond très probablement au niveau observé à 3.75 MeV avec $\ell_p = (2)$ dans la réaction (t,α) [35]. Un doublet a été observé à 1.64 - 1.71 MeV mais il n'a pas été possible d'obtenir de distribution angulaires significatives. Le deuxième niveau est probablement celui observé par Santo avec $\ell_p = (0,2)$. La forme de la distribution angulaire obtenue dans la réaction (p,α) permet seulement de supposer la contribution d'un transfert L = 2.

Le niveau observé à 1.08 MeV dans la réaction (t,α) est caractérisé par le transfert $\ell_p = (3)$. Nous savons que ce niveau ne peut être excité dans cette réaction que grâce à la présence d'une composante 2p - 2t en protons dans la fonction d'onde de ^{46}Ca. Nous observons également ce niveau avec le transfert L = (3) mais il est faiblement excité. Suivant la même méthode que dans les deux paragraphes précédents, nous pouvons considérer ce niveau comme l'antianalogue du niveau fondamental $\frac{7}{2}^-$ du noyau ^{45}A. L'analogue est très probablement le niveau observé à 12.62 MeV avec L = (3). Le rapport $\frac{\sigma(T_>)}{\sigma(T_<)}$ est dans ce cas 6.5, très proche de la valeur prédite pour le rapport des facteurs spectroscopiques 8. Il n'est pas possible de calculer la différence d'énergie coulombienne ΔE_c (^{45}K - ^{45}A) à partir de l'énergie d'excitation 12.62 MeV de l'analogue car la masse de l'argon 45 n'est pas connue. On peut alors utiliser la valeur $\Delta E_c = 6.5 \pm 0.2$ MeV extrapolée à partir des valeurs connues pour les isotopes plus légers et en déduire une valeur de l'excès de masse du noyau ^{45}A. La valeur obtenue est - 29.74 ± 0.2 MeV en excellent accord avec les résultats des calculs de Garvey - 29.89 MeV [62].

Un troisième niveau L = 3 est observé à 2.18 MeV dans la réaction (p,α). Ce niveau n'avait pas été observé dans la réaction (t,α).

La deuxième catégorie de niveaux regroupe les niveaux à 3.29, 3.97, 4.57 et 5.13 MeV. Ces niveaux sont très fortement excités

(figure 19) et n'ont jamais été observés auparavant. La forme de leur distribution angulaire suggère des moments de transfert L > 3 mais aucune conclusion ne peut être obtenue car nous ne disposons d'aucun élément de comparaison.

5) Comparaisons et mécanisme

Les réactions (p,α) sur les calcium ont fait apparaître trois catégories de niveaux. Dans les plus basses énergies d'abord, nous avons observé les niveaux de parité positive bien connus par les réactions (t,α). Nous pouvons classer dans la deuxième catégorie les niveaux de parité négative L = 3 qui peuvent être atteints plus facilement par la réaction (p,α) que par la réaction (t,α). Enfin nous avons observé des niveaux fortement excités et de moment de transfert sans doute $L \gg 3$, jamais observés auparavant.

Les niveaux fondamentaux $\frac{3}{2}^+$ des potassium sont bien représentés par un trou de proton dans l'orbite 1 d $\frac{3}{2}$ du noyau de calcium pair de masse juste supérieure. En supposant une configuration simple pour la cible et pour le noyau final, nous avons montré que le rapport des facteurs spectroscopiques devrait être :

$$\frac{S\,(^{39}K_{g.s})}{S\,(^{41}K_{g.s})} = \frac{1.0}{1.5} \qquad \frac{}{1.0}$$

Ce rapport suppose que les deux neutrons sont pris dans l'orbite 1 f $\frac{7}{2}$ et le proton dans 1 d $\frac{3}{2}$.

Les valeurs expérimentales sont :

$$\frac{\sigma\,(^{39}K_{g.s})}{\sigma\,(^{41}K_{g.s})} = \frac{1}{1.15} \qquad \frac{}{1.10}$$

Ces rapports sont donc en bon accord avec les valeurs prédites.
Les mêmes rapports théoriques sont encore valables pour les niveaux $\frac{1}{2}^+$, représentés par un trou de proton dans la couche 2 s $\frac{1}{2}$, si on consi-

dère que le mécanisme consiste dans le pick up de deux neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ et un proton dans la couche 2 s $\frac{1}{2}$. Les rapports expérimentaux sont 1.5/1.0/1.05 au lieu de 1.0/1.5/1.0. L'accord est donc moins bon, mais nous avons remarqué dans le chapitre sur les réactions (p,d) que les niveaux $\frac{1^+}{2}$ étaient assez fortement fragmentés sauf dans le calcium 39 et le noyau miroir, le potassium 39. Ceci peut expliquer l'inversion du rapport expérimental des sections efficaces.

Les niveaux $\frac{5^+}{2}$ sont très fragmentés mais il faut remarquer que dans chaque réaction (p,α) un tel niveau est fortement excité, le rapport avec le niveau fondamental $\frac{3^+}{2}$ étant en général supérieur à deux. Il est assez remarquable que cette composante correspond à un facteur spectroscopique maximum dans les réactions de simple transfert : niveau à 5.28 MeV dans ^{39}K (S_p = 1.1), niveau à 3.47 MeV dans ^{41}K (S_p = 0.38) et niveau à 3.69 dans ^{45}K ($S_p \approx$ 0.8). Nous avons représenté sur la figure 20 les spectres schématisés des quatre réactions (p,α) étudiées, où l'on peut remarquer l'évolution des sections efficaces en fonction du noyau cible.

La réaction ^{40}Ca (p,α) donne des résultats globalement différents des autres réactions. Ceci est facilement expliquable car le calcium 40 n'a pas, en principe, de neutrons dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$. Le recouvrement de la fonction d'onde du triton et de celle de trois particules prises dans la couche (sd) est donc meilleur que dans le cas où deux neutrons sont pris dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ et un proton dans la couche sd. C'est sans doute la raison pour laquelle les sections efficaces sont environ 5 fois plus grandes pour les niveaux $\frac{3^+}{2}$ fondamental, 1.37 MeV $\frac{1^+}{2}$ et 2.75 MeV $\frac{5^+}{2}$.

Les niveaux $\frac{7^-}{2}$ sont peu excités dans les réactions (t,α) car ils supposent le pick up dans la composante à 2p - 2t en protons de la fonction d'onde de la cible. Dans la réaction (p,α) au contraire ils peuvent être atteints simplement par le pick up d'un neutron dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ et des deux autres particules dans la couche (sd). Nous avons pu ainsi observer trois paires d'états analogues dans les noyaux de ^{39}K, ^{41}K et ^{45}K pour lesquels les rapports des sections efficaces étaient assez proches des rapports prévus pour les facteurs spectroscopiques. Les niveaux $\frac{7^-}{2}$ peuvent également être produits par le pick

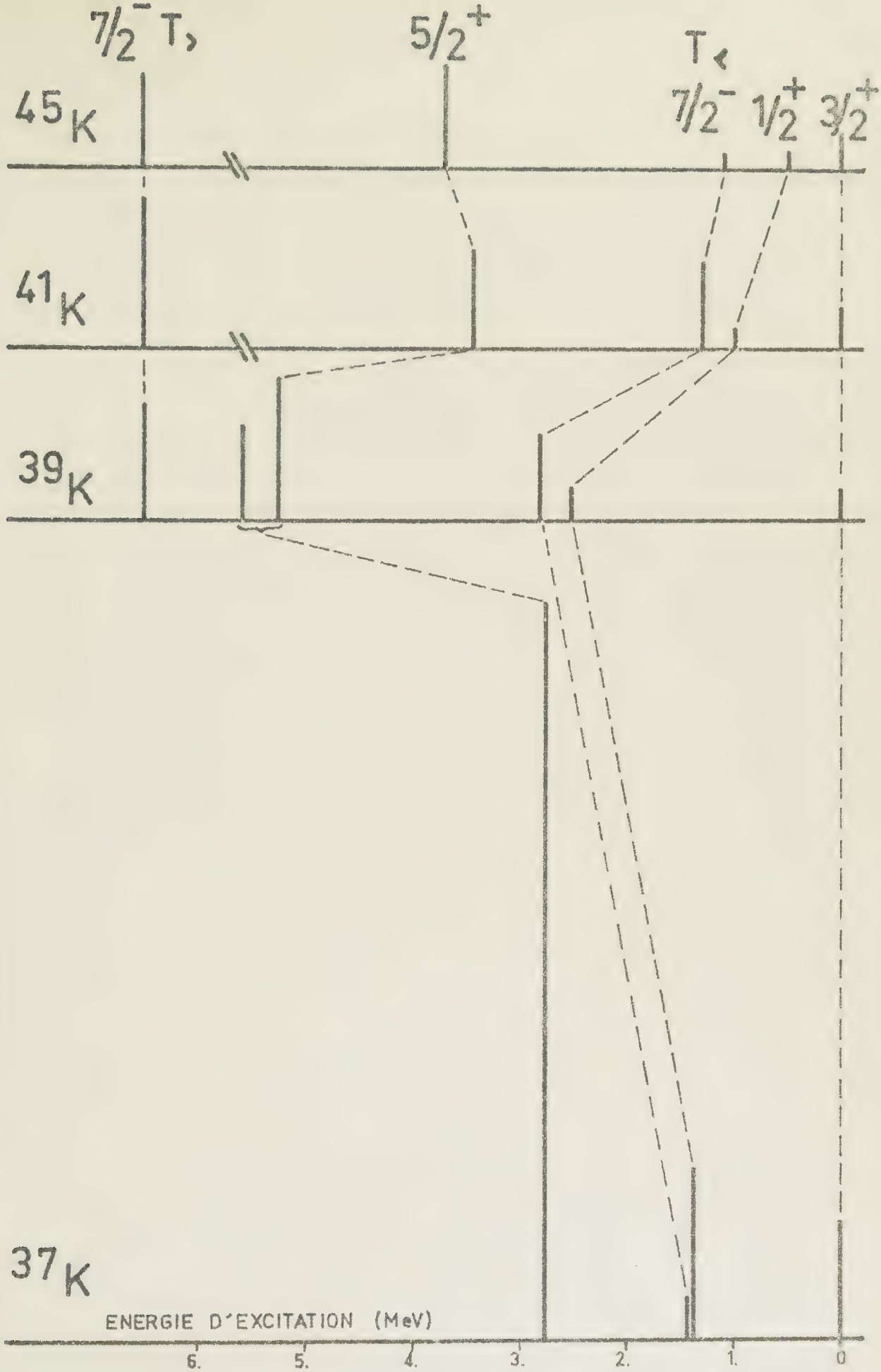


FIGURE 20 Comparaison des sections efficaces dans les réactions (p,α) pour les principaux niveaux. La hauteur des traits verticaux est proportionnelle à la section efficace.

up de trois particules dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ à partir de la composante 2p - 2t en protons de la fonction d'onde de la cible. Ce pick up est certainement favorisé et peut donner lieu à un renforcement de la section efficace très appréciable. Cette composante 2p - 2t étant très faible dans le ^{48}Ca, ce serait une explication possible au fait que le niveau $\frac{7^-}{2}$ à 1.08 MeV dans le ^{45}K est assez peu excité.

Le fait que les niveaux de parité positive $\frac{1^+}{2}$, $\frac{3^+}{2}$ et $\frac{5^+}{2}$ soient bien excités dans les réactions (p,α) comme dans les réactions de pick up d'un proton, joint au fait que les niveaux de parité négative L = 1 sont pratiquement absents des spectres alors que les niveaux L = 3 peuvent s'expliquer simplement à partir du pick up, montre clairement que le mécanisme prédominant est le pick up de trois particules, pick up qui est très certainement favorisé lorsque les trois particules sont prises dans la même orbite. La présence de niveaux jamais observés auparavant mais excités dans les réactions (p,α) avec une forte section efficace, surtout dans la réaction ^{48}Ca (p,α) ^{45}K peut s'expliquer par le grand moment de transfert qui les caractérise (mismatch) ou peut-être par des effets de cohérence constructive. La forme de leurs distributions angulaires ne permet pas en tout cas de supposer qu'ils seraient obtenus grâce au mécanisme de knock on.

V - CONCLUSION

Dans l'analyse des réactions (p,d), nous avons montré que les calculs du facteur de forme basés sur la méthode de l'énergie de liaison effective donnaient des résultats réalistes bien qu'elle fût aussi insatisfaisante dans son principe que la méthode de l'énergie de séparation. Dans le cas des niveaux analogues, les résultats se sont avérés identiques à ceux obtenus par la méthode de Pinkston et Satchler qui proposent de faire varier le rayon du potentiel de l'état lié.

Les sections efficaces absolues ont été mesurées lors d'une seule expérience et le dosage de l'élément calcium dans les cibles est très précis. L'inhomogénéité des cibles est donc le seul facteur important contribuant à l'erreur sur la normalisation que l'on peut évaluer à 10 %. Il est donc possible de faire des comparaisons fructueuses entre facteurs spectroscopiques pour les transitions les plus importantes. L'application des règles de somme a mis en évidence un minimum des intensités $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{1}{2}^+$ dans la réaction ^{44}Ca (p,d) ^{43}Ca, indiquant vraisemblablement une fragmentation de ces intensités dans le ^{43}Ca encore plus importante que celle révélée par le nombre de niveaux observés, cette fragmentation étant liée sans doute à la présence de composantes avec excitation du coeur non négligeable dans la fonction d'onde du fondamental du ^{44}Ca et dans celles des niveaux du ^{43}Ca. Nous avons représenté le schéma des premiers niveaux $\frac{7}{2}^-$, $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{1}{2}^+$ dans les isotopes impairs du calcium sur la figure 21, où l'on peut remarquer un minimum de l'énergie d'excitation des niveaux $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{1}{2}^+$ dans le ^{43}Ca.

L'observation de nombreux niveaux analogues jusqu'à présent inconnus nous a permis de proposer de nouveaux niveaux ou de nouveaux spins dans les schémas de niveaux des potassium impairs. Nos résultats suggèrent en particulier la présence du premier niveau $\frac{5}{2}^+$ vers 3.4 MeV dans le ^{47}K. Les réactions de pick up d'un neutron, en mettant en évidence les niveaux analogues, permettent de déterminer les différences d'énergie coulombienne entre isobares voisins et donc de compléter les

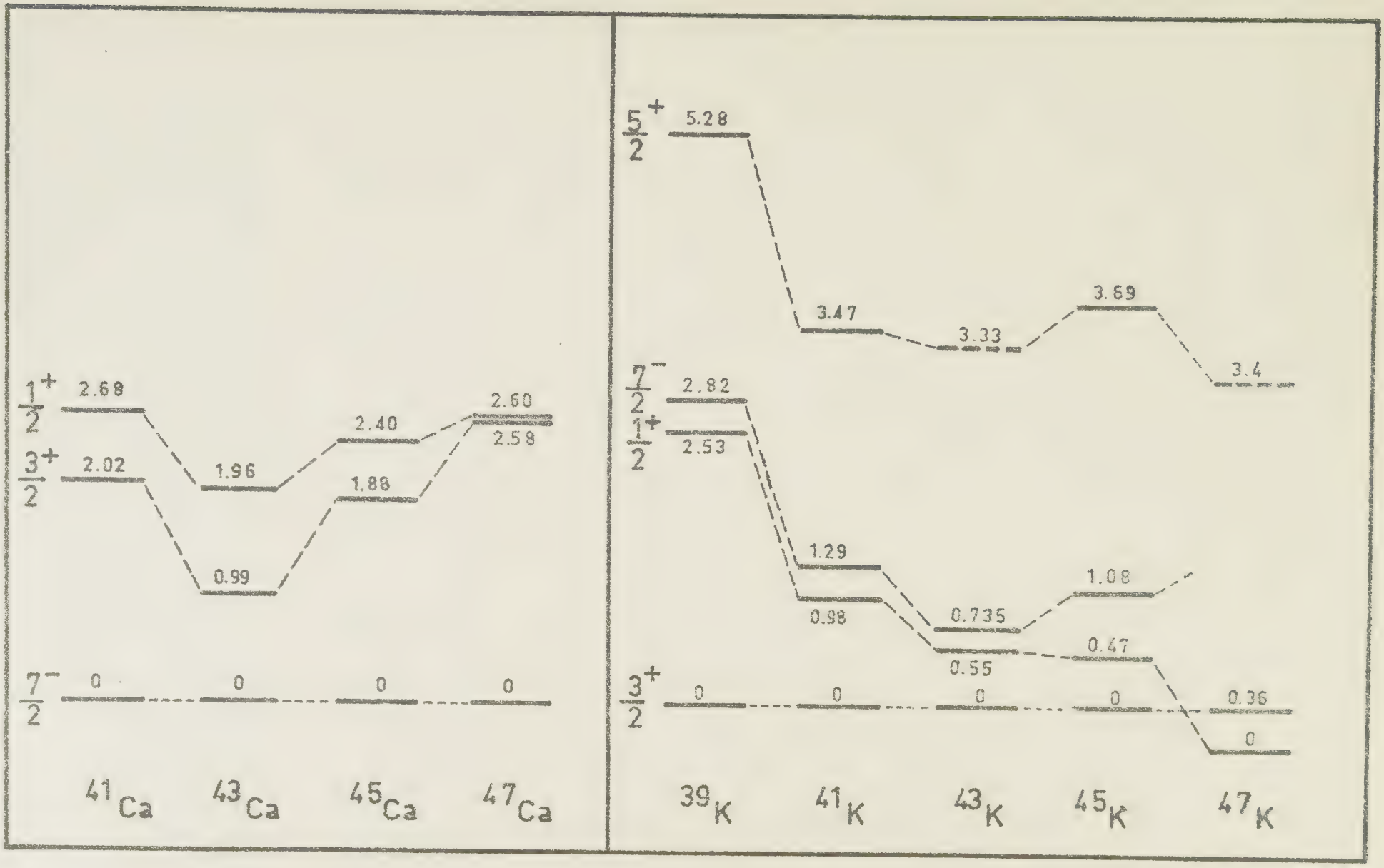


FIGURE 21 Systématique des niveaux principaux $3/2^+, 1/2^+, 5/2^+, 7/2^-$ dans les isotopes du Calcium et du Potassium.

informations sur la structure en protons du noyau obtenues par exemple dans la diffusion élastique des particules chargées.

L'étude des réactions (p,α) à 56.6 MeV a confirmé la dépendance en J des distributions angulaires. Cette propriété intéressante nous a permis d'attribuer sans ambiguité le spin $\frac{5^+}{2}$ à des niveaux seulement caractérisés par le transfert $\ell_p = 2$ dans les réactions de pick up d'un proton dans les isotopes impairs du potassium.

Nos résultats ont confirmé l'hypothèse que la réaction (p,α) sur les isotopes du calcium à 56.6 MeV procède essentiellement par le mécanisme du pick up. Bien que partant d'hypothèses très simples quant aux configurations du noyau initial et du noyau final, il a été possible de prédire les sections efficaces relatives dans les diverses réactions et de bien reproduire la forme des distributions angulaires par le calcul DWBA, en particulier la dépendance en J.

La similitude des résultats des réactions (p,α) et des réactions de pick up d'un proton telles que (t,α) ainsi que le succès de l'interprétation simple des réactions (p,α) montrent que ces réactions peuvent être utilisées avec profit pour mettre en évidence les niveaux bien décrits par la configuration "trou de proton", lorsque la réaction de pick up d'un proton n'est pas possible. C'est le cas du ^{37}K puisque le ^{38}Ca n'existe pas.

L'observation de niveaux analogues fortement excités permet comme dans les réactions (p,d) de déterminer la valeur de la différence d'énergie coulombienne mais également de proposer un schéma de niveaux pour le noyau analogue lorsque ce noyau ne peut être atteint par aucune réaction simple. C'est le cas par exemple de noyaux tels que le ^{43}A et le ^{45}A.

Nous avons représenté sur la figure 21 les schémas comparés des principaux niveaux $\frac{3^+}{2}$, $\frac{1^+}{2}$, $\frac{7^-}{2}$ et $\frac{5^+}{2}$ dans les isotopes impairs du potassium, où le rapprochement des orbites 1 d $\frac{3}{2}$ et 2 s $\frac{1}{2}$, puis leur croisement pour N = 28, est clairement illustré.

REFERENCES

[1] M. BUENERD
Thèse de 3ème cycle, Université de Grenoble, 1970.

[2] Y. DUPONT
Thèse d'état, Université de Grenoble, 1971.

[3] Voir par exemple :

- W. TOBOCMAN
"Theory of Direct Nuclear Reactions" (Oxford University Press, 1961).
- G.R. SATCHLER
"Lectures in Theoretical Physics" Vol. VIII C (The University of Colorado Press, Boulder, 1966).
- N.K. GLENDENNING
Ann. Rev. of Nucl. Sc. 13 (1963) 191.

[4] R. SHERR, B.F. BAYMAN, E. ROST, M.E. RICKEY et C.G. HOOT
Phys. Rev. 139 (1965) B 1272.

[5] R. SHERR, E. ROST et M.E. RICKEY
Phys. Rev. Letters 12 (1964) 420.

C. GLASSHAUSER, M. KONDO, M.E. RICKEY et E. ROST
Phys. Let. 14 (1964) 113.

[6] W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER
Nucl. Phys. 72 (1965) 641.

[7] Voir par exemple :

- E. ROST
Phys. Rev. 154 (1967) 994.
- K. SUGAWARA
Nucl. Phys. A 110 (1968) 305.
- R.J. PHILPOTT, W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER
Nucl. Phys. A 119 (1968) 241.
- A. PRAKASH et N. AUSTERN
Annals of Physics 51 (1969) 418.
- R.J. PHILPOTT
Phys. Rev. C2 (1970) 1232.

[8] R. STOCK, R. BOCK, P. von BRENTANO, H.H. DUHM et T. TAMURA
dans International Nuclear Physics Conference, Gatlinburg 1966 (Academic Press) p. 269.

/9/ J. RAPAPORT, W.E. DORENBUSCH et T.A. BELOTE
Phys. Rev. 156 (1967) 1255.

/10/ J.J.H. MENET, E.E. GROSS, J.J. MALANIFY et A. ZUCKER
Phys. Rev. 4C (1971) 1114.

/11/ M. GAILLARD, R. BOUCHÉ, L. FEUVRAIS, P. GAILLARD, A. GUICHARD, M. GUSAKOW, J.L. LEONHARDT et J.R. PIZZI
Nucl. Phys. A119 (1968) 161.

/12/ J.D. HARVEY et R.C. JOHNSON
Phys. Rev. C3 (1971) 636.

/13/ R.C. JOHNSON et P.J.R. SOPER
Phys. Rev. C1 (1970) 976.

/14/ B. HIRD et T.Y. LI
Can. J. Phys. 46 (1968) 1273.

/15/ C.J. KOST et B. HIRD
Nucl. Phys. A 132 (1969) 611.

/16/ C.B. FULMER et J.B. BALL
Phys. Rev. 140 (1965) B330.

/17/ P. KULISIC et N. CINDRO
Act. Phys. Pol. A38 (1970) 621.

/18/ Q. HO-KIM
Nuov. Cim. 60B (1969) 71.

/19/ B.F. BAYMAN
A.N.L. Report 6878 (1964) 335.

/20/ N.K. GLENDENNING
Phys. Rev. 137 (1965) B102.

/21/ S.H. SUCK et W.R. COKER
Nucl. Phys. A176 (1971) 89.

/22/ J.L. PERRENOUD et R.M. de VRIES
Phys. Lett. 36B (1971) 18.

/23/ Nous remercions F.G. PEREY qui nous a donné ce programme.

/24/ R.J. PETERSON, Ph.D. THESIS, non publié, cité par D. JACKSON et C.G. MORGAN, Phys. Rev. 175 (1968) 1402.

/25/ R.L. KOZUB
Phys. Rev. 172 (1968) 1078.

/26/ S. HINDS et R. MIDDLETON
Nucl. Phys. 84 (1966) 651.

/27/ J.C. HIEBERT, E. NEWMAN et R.H. BASSEL
Phys. Rev. 154 (1967) 898.

[28] G.M. TEMMER
dans "Fundamentals in Nuclear Theory", Trieste 1966 (IAEA Vienne 1967) p. 163.

[29] U. Lynen, R. BOCK, R. SANTO et R. STOCK
Phys. Lett. 25B (1967) 9.

[30] S.M. SMITH, A.M. BERNSTEIN et M.E. RICKEY
Nucl. Phys. A 113 (1968) 303.

[31] T.A. BELOTE, A. SPERDUTO et W.W. BUECHNER
Phys. Rev. 139 (1965) B80.

[32] F.P. CRANSTON, R.E. BIRKETT, D.M. WHITE et J.A. HUGHES
Nucl. Phys. A153 (1970) 413.

[33] G. BROWN, A. DENNING et A.E. Mc GREGOR
Nucl. Phys. A153 (1970) 1, et références.

[34] J.L. YNTEMA
Phys. Rev. 186 (1969) 1144.

[35] R. SANTO, R. STOCK, J.H. BJERREGAARD, O. HANSEN, O. NATHAN, R. CHAPMAN et S. HINDS, Nucl. Phys. A118 (1968) 409.

[36] D.F. BECKSTRAND et E.B. SHERA
Phys. Rev. C3 (1971) 208.

[37] W.E. DORENBUSCH, T.A. BELOTE et Ole HANSEN
Phys. Rev. 146 (1966) 734.

[38] F. PELLEGRINI et R.A. RICCI
Nuevo Cimento 65A (1970) 318.

[39] H. GRUPPELAAR, A.M.F. Op Den KAMP et A.M.J. SPITS
Nucl. Phys. A131 (1969) 180.

[40] W.E. DORENBUSCH, F.T. DAO, J. RAPAPORT et T.A. BELOTE
Phys. Let. 26 B (1968) 148.

[41] F. AJZENBERG-SELOVE et G. IGO
Nucl. Phys. A 142 (1970) 641.

[42] D. SCHMITT et R. SANTO
Z. Physik, 233 (1970) 114.

[43] R.J. PETERSON
Phys. Rev. 170 (1968) 1003.

[44] C.M. FOU et R.W. ZURMÜHLE
Nucl. Phys. A 129 (1969) 138.

[45] T.A. BELOTE, W.E. DORENBUSCH et J. RAPAPORT
Nucl. Phys. A 120 (1968) 401.

[46] J.H. BJERREGAARD, O. HANSEN, O. NATHAN, R. STOCK, R. CHAPMAN et S. HINDS
Phys. Lett. 24 B (1967) 568.

[47] G. SARTORIS et L. ZAMICK
Phys. Rev. 167 (1968) 1035.

[48] L. ZAMICK
Annals Phys. 47 (1968) 182.

[49] H. DOUBRE
Communication privée.

[50] W.J. GERACE et A.M. GREEN
Nucl. Phys. A 93 (1967) 110.

[51] P. FEDERMAN et S. PITTEL
Nucl. Phys. A 155 (1970) 161.

[52] Voir par exemple :
- J.A. NOLEN, C.M. GLASHAUSER et M.E. RICKEY
Phys. Lett. 21 (1966) 705.

- R.O. GINAVEN et A.M. BERNSTEIN
Nucl. Phys. A 154 (1970) 417.

[53] D.R. GOSSMAN et R.W. KAVANAGH
Phys. Rev. 161 (1967) 1156.

[54] T.T. THWAITES
Nucl. Phys. A150 (1970) 531.

[55] H. FUCHS, M. HAGEN, U. JANETZKI et K.H. MAIER
Phys. Lett. 31 B (1970) 14.

[56] B. ROSNER et E. SCHNEID
Phys. Rev. 139 (1965) B 66.

[57] J.W. CHAMPLIN, A.J. HOWARD et J.W. OLNESS
Nucl. Phys. A 164 (1971) 307.

[58] M. HAGEN, U. JANETZKI, K.H. MAIER et H. FUCHS
Nucl. Phys. A 152 (1970) 404.

[59] S. MARIPUU
Nucl. Phys. A 151 (1970) 465.

[60] W.F. LANKFORD et R.D. EDGE
Nucl. Phys. A 148 (1970) 497.

[61] J.P. TIMBIE et J.A. NOLEN
Jr., BAPS 11 (1966) 349.

[62] G.T. GARVEY, W.J. GERACE, R.L. JAFFE, I. TALMI et I. KELSON,
Rev. Mod. Phys. 41 Part.II (1969).

Je désire remercier Messieurs Marc CHABRE et Jean-Marie LOISEAUX qui par leurs conseils et encouragements m'ont permis de mener à bien ce travail.

J'exprime ma reconnaissance aux camarades chercheurs et techniciens du groupe, sans la collaboration desquels les expériences n'auraient pu être réalisées.

Je remercie Monsieur le Professeur YOCCOZ de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence de ce Jury, ainsi que Madame LANGEVIN et Monsieur le Professeur VALENTIN qui ont accepté d'en être membres.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

le président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

Le Président
M. SOUTIF